

Untersuchung angeregter Energiezustände des Korns ^{12}C
im Bereich Überlappender Resonanzen
mittels der Protonenstreuung an ^{11}B
und der Kernreaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}$
im Energiebereich $E_p = 4,5 \dots 7,5 \text{ MeV}$

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Friedhelm Borchers
aus Hohenhausen (Lippe)

Bochum 1979



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0072

Untersuchung angeregter Energiezustände des Kerns ^{12}C
im Bereich überlappender Resonanzen
mittels der Protonenstreuung an ^{11}B
und der Kernreaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}$
im Energiebereich $E_p = 4,5 \dots 7,5 \text{ MeV}$

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Friedhelm Börchers
aus Hohenhausen (Lippe)

Bochum 1979



Inhalt

	Seite
1. Einführung	1
2. Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experiments	5
3. Aufbereitung der Rohdaten zu Winkelverteilungen	16
4. Beschreibung der Winkelverteilungen durch Legendre-Polynome	25
a) p_1 -Streuung	26
b) α_0 -Zerfall	32
c) p_2 -Streuung	38
d) p_3 -Streuung	41
e) Zusammenfassende Diskussion	45
5. Drehimpulsanalyse der Winkelverteilungen	
a) Allgemeines	47
b) Anpassung mit einer isolierten Resonanz	48
c) Überlagerung zweier Resonanzen	52
d) Betrachtung der einzelnen Ausgangskanäle	57
e) Diskussion der Ergebnisse	82
6. Resonanzanalyse	
a) Theoretische Grundlagen	96
b) Fehlerbetrachtung	105
c) Diskussion der Ergebnisse	111
7. Analyse der elastischen Streuung	131
8. Ausblick	145
Anhang A: Geräteliste	148
Anhang B: Targets und Targetherstellung	149
Anhang C: Abschätzung der Niveaudichte im Kern ^{12}C nach einem Fermi-Gas-Modell	151
Anhang D: Legendre-Koeffizienten	154
Literatur	159

1. Einführung

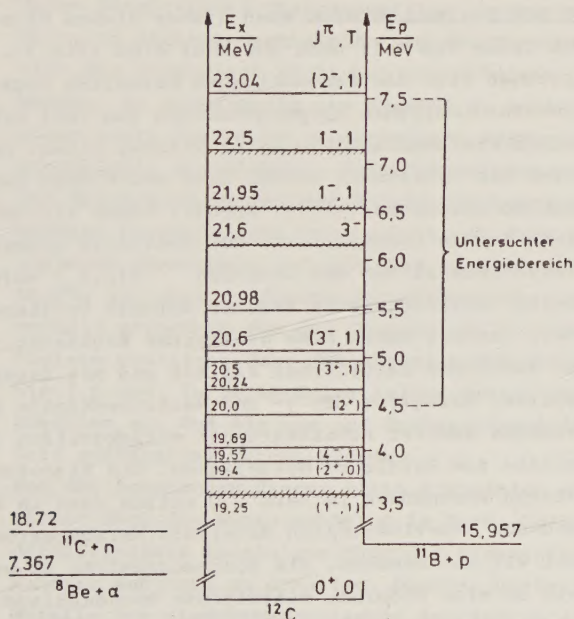
Eine wichtige Forderung, die an ein brauchbares Kernmodell gestellt wird, ist seine Fähigkeit, angeregte Energieniveaus von Kernen mit ihren Eigenschaften zu erklären. Dabei sind wesentliche Charakteristika die energetische Lage über dem Grundzustand, die Breite, der Drehimpuls, die Parität und der Isospin. In diesem Zusammenhang ist es Aufgabe des Experimentalphysikers, dem Theoretiker möglichst vollständige und genaue Meßdaten zur Verfügung zu stellen, an denen die Leistungsfähigkeit eines Modells getestet werden kann. Es handelt sich hierbei um ein Wechselspiel zwischen Theorie und Experiment, das in der Vergangenheit zu Teilerfolgen geführt hat, wie zum Beispiel bei der Beschreibung von tief angeregten Zuständen im Schalenmodell oder bei der Abschätzung von Niveaudichten in hochangeregten schweren Kernen mittels statistischer Modelle. Detailliertere (mikroskopische) Modelle gehen von einem Ansatz für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung aus und versuchen, damit den Aufbau eines Korns aus mehreren Nukleonen und seine Eigenschaften zu erklären. Diese Rechnungen sind bisher jedoch nur für leichte Kerne mit wenig Nukleonen möglich und bewegen sich im Moment um Nukleonenzahlen von $A=4$.

Der Kern ^{12}C liegt zwar deutlich außerhalb des heute schon auf mikroskopischer Basis rechenbaren Bereichs, nimmt aber durch seine Struktur in zweifacher Hinsicht eine Sonderstellung ein. Die im Vergleich zur Separationsenergie für Nukleonen tief liegende α -Schwelle (Fig.1) und der symmetrische Aufbau des Korns legen das Modell einer 3 α -Clusterung nahe, und solche Rechnungen mit drei Clusterwellenfunktionen unter vollständiger Antisymmetrisierung bezüglich aller Nukleonen liefern eine vielversprechende Näherung des 12-Teilchen-Problems. In diesem Modell konnten bisher die energetischen Lagen der gebundenen Zustände im Kern ^{12}C bis zur α -Schwelle bei $E_x = 7,367 \text{ MeV}$ zufriedenstellend wiedergegeben werden (TAM77).

Andererseits besitzt ^{12}C im Grundzustand, beschrieben im Schalenmodell, eine abgeschlossene Konfiguration mit gefüllter $1s_{1/2}$ - und $1p_{3/2}$ -Unterschale, die es nahelegt, angeregte Zustände als Teilchen-Loch-Konfigurationen zu erklären (VIN62, GIL64, NOR71).

Gerade diese Beschreibung hat besonders in der neu entflammten Diskussion um die Riesenresonanzen aktuelle und weitreichende Bedeutung erhalten (DEH77).

Unter diesem Blickwinkel ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, experimentelle Informationen über Zustände im Kern ^{12}C zu erarbeiten, und zwar insbesondere in einem Energiebereich, aus dem bisher nur wenig Ergebnisse vorliegen. Die gewonnenen Daten ergänzen gleichzeitig die Analyse des α_1 -Zerfalls ($^{11}\text{B}(p, \alpha_1) ^8\text{Be}^*$), an der in unserer Arbeitsgruppe parallel durch Untersuchung der 3α -Ausgangskanäle gearbeitet wird (BÖR77, DEJ78). Da die Beschreibung des 3α -Zerfalls vom theoretischen Ansatz her viel mehr Unsicherheiten beinhaltet als die Analyse der Zwei-Teilchen-Kanäle, können die hier erhaltenen Ergebnisse die Beurteilung der 3α -Daten beträchtlich erleichtern.



Figur 1: Ausschnitt aus dem Energieniveauschema des Kerns ^{12}C ; Niveaudaten nach AJZ75

Die Dichte der experimentell nachgewiesenen Niveaus nimmt oberhalb der Protonenschwelle bei 16 MeV bis etwa 20 MeV zu, um dann rasch abzusinken. (AJZ75). Da schon unter der allgemeinen Annahme eines Fermigas als Kernmodell mit steigender Anregungsenergie immer eine Zunahme der Niveaudichte zu erwarten ist (vgl. Anhang C), sollte eine resonanzspezifische Untersuchung dieses höher gelegenen Energiebereichs weitere Informationen bringen und vorhandene ergänzen oder bestätigen.

Experimentell ist dieses Gebiet am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger über den Eingangskanal $^{11}\text{B}+p$ unmittelbar zugänglich. Deshalb haben wir alle über diesen Kanal initiierten Streuungen bzw. Reaktionen mit zwei geladenen Teilchen im Ausgangskanal untersucht. Unsere Messungen erfolgten im Energiebereich $4,5 \text{ MeV} \leq E_p \leq 7,5 \text{ MeV}$ im Anschluß an vorliegende, über den gleichen Eingangskanal gewonnene Daten (SEG65, RIH77). In diesem drei MeV breiten Bereich sind bisher sieben Niveaus bekannt, deren Daten zum Teil noch unsicher sind (Fig.1). Außerdem widersprechen sich die Beobachtungen bezüglich Lage und Breite in unterschiedlichen Ausgangskanälen zum Teil erheblich (AJZ75). Da die Protonenkanäle unseres Wissens bisher noch nicht auf Resonanzen hin untersucht worden sind und bisher auch nur wenige Messungen vorliegen (BAI55, SAL69), haben wir uns besonders auf diese Kanäle konzentriert. Der ebenfalls untersuchte Quasi-Zweiteilchenkanal aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}(\text{g.s.})$, für den bereits Vergleichsdaten anderer Autoren vorliegen (SYM63, BLI63, BUC76), liefert dabei eine hilfreiche Ergänzung, weil er selektiv aus Zuständen natürlicher Parität und mit Isospin $T=0$ zerfallen sollte. Bezüglich der γ - und Neutronenkanäle können wir auf Messungen anderer Arbeitsgruppen zurückgreifen und deren Ergebnisse zum Vergleich heranziehen. Die Eigenschaften der beobachteten Resonanzen im Kern ^{12}C sollen dann in dieser Arbeit anhand des experimentellen Materials herausgearbeitet werden, wobei wir uns bemühen, die Resonanzanalyse so weit auszuweiten, wie es eine moderne, mittelgroße Rechananlage und die Signifikanz der Meßdaten zulassen.

Bei dem so gesteckten Ziel setzen wir immer voraus, daß die durch den Eingangskanal $^{11}\text{B}+p$ eingeleiteten Reaktionen über einen Zwischenkern ^{12}C ablaufen, d.h. Compoundcharakter tragen. Diese Annahme ist zumindest für die Protonenkanäle nicht gesichert,

doch Buck konnte zeigen, daß in der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}$ bis $E_p = 11$ MeV direkte Anteile zu vernachlässigen sind (BUC76). Dieses Ergebnis läßt erwarten, daß direkte Anteile in dem von uns untersuchten Energiebereich höchstens einen geringen Untergrundbeitrag liefern. Genauere Informationen können insbesondere die gemessenen Winkelverteilungen bringen, deren Verläufe die für direkte Reaktionen typischen Beugungsstrukturen und Vorwärtsmaxima nicht aufweisen dürfen.

Bei der Auswertung der Messungen sind wegen der hohen Niveaudichte Schwierigkeiten zu erwarten. Zwar sollten die einzelnen Zustände noch nicht so dicht beieinander liegen, daß statistische Fluktuationen im Wirkungsquerschnitt auftreten, doch handelt es sich mit Sicherheit bereits um überlappende Resonanzen. Das bedeutet Überlagerungen und Interferenzen im Wirkungsquerschnitt, deren Beschreibung vielparametrische theoretische Ansätze erfordert. Um Nichteindeutigkeiten in der theoretischen Interpretation der Ergebnisse möglichst zu vermeiden, waren wir deshalb bemüht, so vollständig wie möglich zu messen und unsere Ergebnisse stets über eine vergleichende Betrachtung mehrerer Ausgangskanäle abzusichern. Außerdem wollten wir durch die Analyse der Anregungsfunktion des totalen Wirkungsquerschnitts die notwendige Parameterzahl herabsetzen, da dann nur Zustände mit gleichem Drehimpuls und gleicher Parität J^π interferieren: ihre Dichte ist aber in diesem Energiebereich noch gering. Experimentell erfordert das die Messung von Winkelverteilungen in kleinen Schritten über den gesamten Energiebereich von $E_p = 4,5$ bis 7,5 MeV. In deren Folge fallen derart große Mengen von Rohdaten an, daß sie nur auf Rechenanlagen in sinnvoll kurzer Zeit aufbereitet werden können.

Von der Auswertung dieser Daten erwarteten wir, neue Informationen über die Energieniveaus im Kern ^{12}C zu gewinnen, bzw. detailliertere Kenntnisse über die Eigenschaften bereits bekannter Zustände zu erhalten. Daneben besteht die Möglichkeit, Anteile des niederenergetischen Ausläufers der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz zu beobachten, deren Existenz gerade im Kern ^{12}C sehr umstritten ist (RIE78). Das ist insbesondere deshalb möglich, weil Buck oberhalb von $E_p = 6,0$ MeV solche Beiträge im α_0 -Kanal beobachten konnte (BUC77).

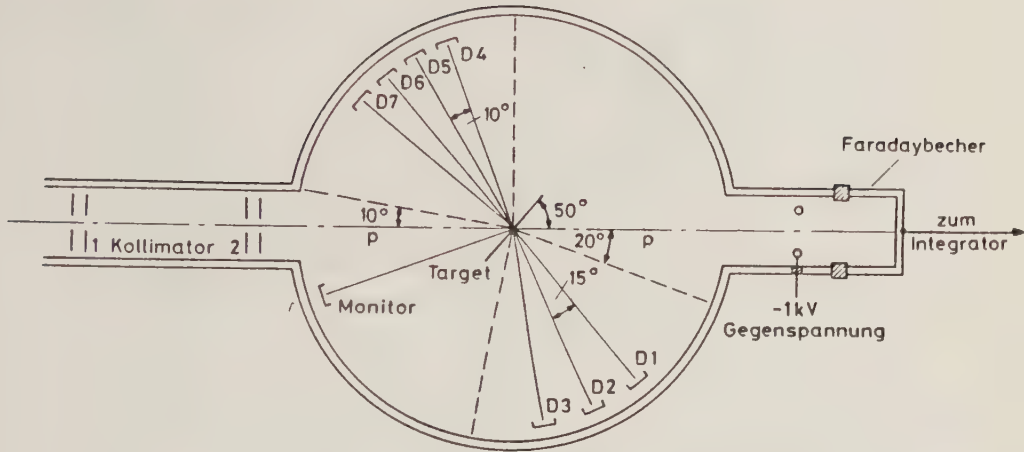
2. Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experiments

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente wurden am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger durchgeführt. Dieser liefert einen Protonenstrahl, dessen Energieschärfe $\Delta E/E \leq 4 \cdot 10^{-4}$ ist (BLA74) und dessen Abweichung vom eingestellten Sollwert, bedingt durch Umlenk-Magnetfeld und die Breite der Sollbahn begrenzenden Spalte, weniger als 10 keV beträgt.

Der Protonenstrahl wurde durch zwei, im Abstand von 44 cm aufeinanderfolgende Doppelkollimatoren, von denen der erste wassergekühlt war, in eine ORTEC-Streukammer (Serie 600, Durchmesser 17") fokussiert. Bei sorgfältiger Strahlführung konnten die Kollimatoren mit je zwei Kreisblenden von 1mm Durchmesser bestückt werden, wodurch ein kreisförmiger Brennfleck von etwa 2mm Durchmesser auf dem Target erreicht wurde. Die Transmission vom High-Energy-Cup hinter der Beschleunigungsstrecke bis zum Faradaybecher am Ausgang der Streukammer betrug dabei in der Regel 90-95%.

In dem hinter der Streukammer angebrachten Faradaybecher wurde der Protonenstrahl aufgefangen und der Strom einem Integrator zugeführt. Dabei verhinderte eine ringförmige, auf -1kV gegen die Kammer vorgespannte Blende vor dem Faradaybecher eine Verfälschung des Stroms durch Emission von Sekundärelektronen. Das Target war auf einer Leiter (LAN72) in der Symmetrieachse der Streukammer angebracht und konnte in deren Richtung verschoben und um diese gedreht werden. Letzteres ermöglichte es, die Targetstellung so zu wählen, daß alle rundum aufgestellten Detektoren den Brennfleck auf dem Target vollständig "einsehen" konnten. Das war garantiert, wenn der Winkel zwischen Detektorachse und Targetfläche mindestens 15 Grad betrug.

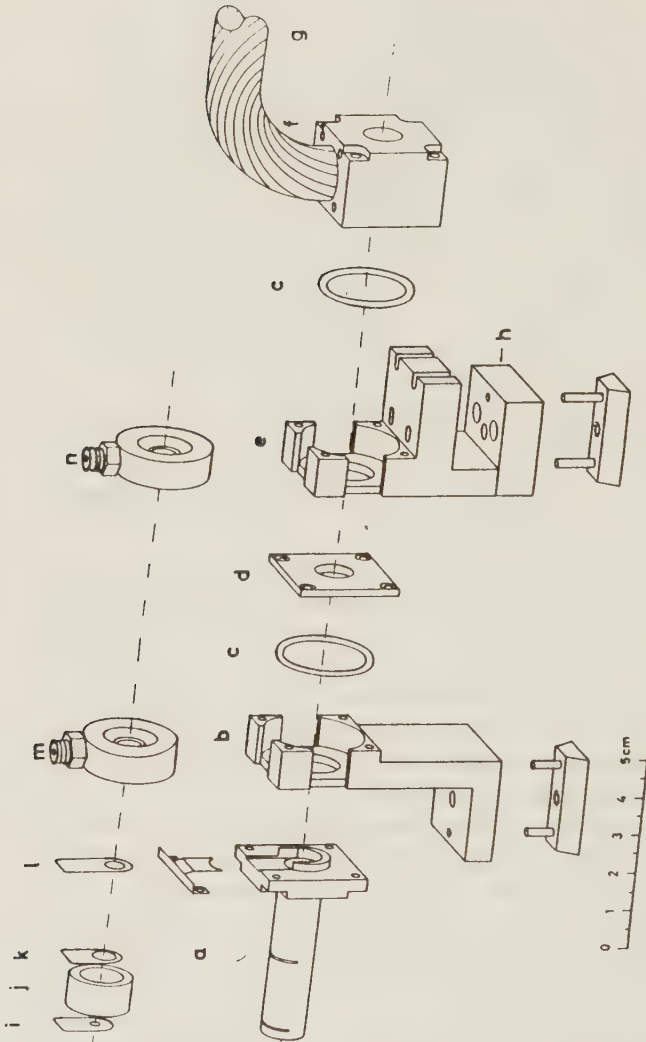
Zum Nachweis der auslaufenden geladenen Teilchen wurden ausschließlich Si-Oberflächensperrschichtdetektoren verwendet. Um die Meßzeit für eine Winkelverteilung möglichst gering zu halten, haben wir bis zu acht Detektoren eingebaut, von denen sieben im Streukammerboden um das Target drehbar montiert waren, während der achte als Monitor unter festem Winkel im Kammerdeckel angeordnet war. Die Zahl der verwendeten Detektoren



Figur 2: Schematischer Aufbau der Streukammer mit sieben drehbar ageordneten Detektoren (D1-D7) und einem Monitordetektor

richtete sich nach der jeweils verfügbaren Folgeelektronik (s. Anhang A), die im günstigsten Fall für acht Detektorzweige ausreichte. Figur 2 zeigt für diesen Fall schematisch den Kammeraufbau.

Zur Befestigung der Detektoren dienten Halterungen, die, obwohl im einzelnen etwas voneinander verschieden, prinzipiell den gleichen Aufbau besitzen (Fig. 3, QUA73). Der Aluminiumblock (e) zur Aufnahme des Detektors (n) ruht auf einem Fuß, der mit einem Schwalbenschwanz versehen ist, passend zu den im Kammerboden und Deckel eingefrästen Führungsnuten. Zur elektrischen und (bei Kühlung) thermischen Isolierung besteht der Fuß im unteren Teil aus einem Aralditblock (h). In Targetrichtung zeigt ein Kollimatorröhrchen (a), dessen Achse in Strahlhöhe über dem Kammerboden liegt. Es kann zwei Blenden (i, k) aufnehmen, während eine dritte (l) direkt vor dem Detektor in den Halterungsblock eingeschoben werden kann. Bei unseren Messungen wurden durchweg zwei Blenden verwendet, von denen die erste den Raumwinkel definierte, während die

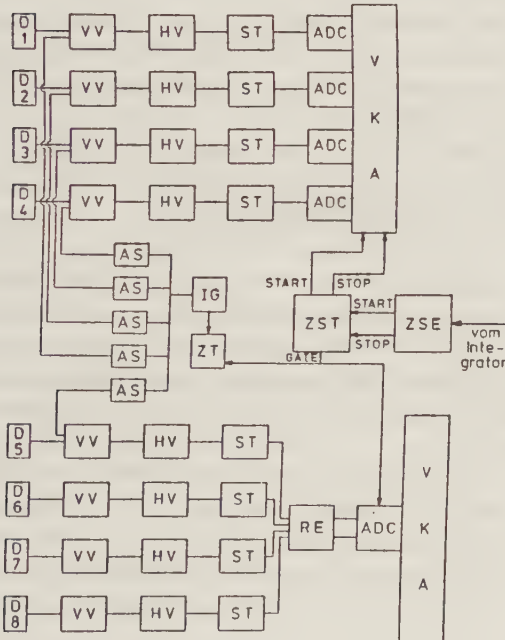


Figur 3: Typischer Aufbau einer Detektorhalterung (nach QUA73). Die Anordnung ist für eine ΔE -E-Detektorkombination ausgelegt. In der von uns benutzten Anordnung fallen die Teile für den ΔE -Detektor (b,c,d,m) weg. Die Halterung besteht dann aus dem Kollimator (a) mit Blenden (i,k,l) und Magnet (j) und dem Gehäuseblock (c) mit Aralditsollierung (h). Über ein Kupferkabel (g) kann ein Kühlblock (f) angeschlossen werden.

andere direkt vor dem Detektor die am Rand der ersten gestreuten Teilchen abhalten sollte (anti-scattering-Blende). Die Stärke der Blenden war so bemessen, daß alle auftretenden geladenen Teilchen mit Sicherheit gestoppt wurden und somit keine "Geisterlinien" durch teilweise abgebremste Teilchen im Spektrum auftraten. Um einfliegende Elektronen vom Detektor abzuschirmen, haben wir auf die Kollimatorröhrchen kleine Permanentmagnete gesetzt (j).

Den Detektoren folgt die bei solchen Messungen übliche Standardelektronik, bestehend aus Vorverstärker (VV), Hauptverstärker (HV), Stretcher (ST) und Vielkanalanalysator (VKA) (Fig.4). Das Starten und Stoppen jeder Einzelmessung besorgte eine zentrale Steuereinheit (ZST) in Verbindung mit einer kombinierten Zähl- und Schalteinrichtung (ZSE). Letztere wurde vom Integrator mit Normimpulsen gespeist, von denen jeder einer am Integrator eingestellten Ladungsmenge entsprach.

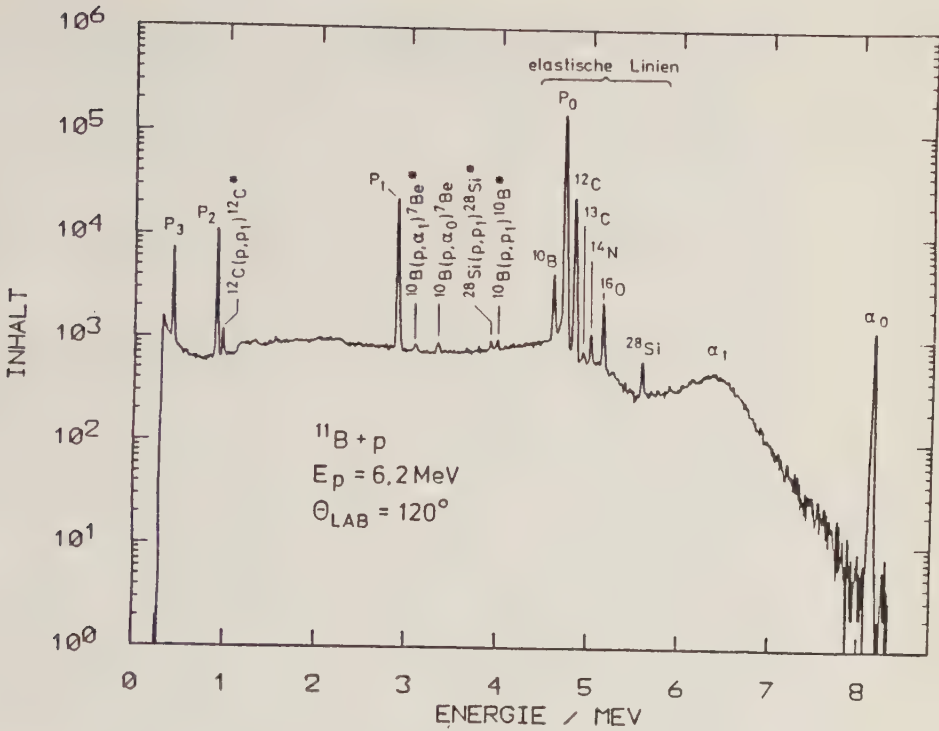
Die gewählte Schaltung kontrollierte die Meßdauer dann folgender-



Figur 4:
Schematischer Aufbau
der signalverarbeiten-
den Elektronik.
Symbolbedeutungen
siehe Text

maßen: Mit dem Drücken des Startknopfes an der ZSE gibt diese ein Startsignal an die zentrale Steuereinheit, die daraufhin alle ADCs des VKA gleichzeitig aktiviert und den Eingang des Totzeitzählers ZT (s.weiter unten) öffnet. Außerdem beginnt die ZSE selbst mit der Registrierung der Integratorimpulse. Die Dauer der Messung wird, konstanter Strahlstrom vorausgesetzt, durch die Gesamtladung im Integrator bestimmt, deren äquivalente Impulszahl vor Beginn der Messung in der ZSE vorgewählt wird. Ist diese maximale Impulszahl erreicht, stoppt die ZSE den Zählvorgang und gibt gleichzeitig ein Stop-Signal an die ZST, die daraufhin alle ADC-Eingänge sowie den Totzeitzähler sperrt. Bei der Verwendung von acht Detektoren reichte die Anzahl der verfügbaren ADCs der beiden benutzten Vielkanalanalysatoren nicht aus, so daß wir ein Routing-Verfahren anwenden mußten. Hierbei wird einem ADC, der nun mehrere Detektorzweige aufnehmen muß, eine Routing-Einheit (RE) vorgeschaltet, die mit der Energieinformation noch die Detektorinformation an den ADC weitergibt, der dann das analoge Signal in den für diesen Detektor reservierten Kernspeicherbereich des VKA konvertiert. Um die Totzeit des gesamten Nachweissystems zu bestimmen, haben wir in alle Testeingänge der Vorverstärker Pulssignale eingespeist, die wie Detektorsignale verarbeitet wurden und daher mit derselben Totzeit behaftet waren. Parallel dazu wurden die Signale direkt in dem Zähler ZT aufsummiert. Ein Vergleich dieser Summe mit der Anzahl der im VKA gespeicherten Pulssignale ermöglichte es, die Totzeit zu bestimmen. Um die Lage der Pulserlinie im Spektrum geeignet wählen zu können, durchliefen alle Impulse für jeden Zweig gesondert eine Abschwächerstufe (AS). Bei Anwendung des Routingverfahrens brauchte nur einer der "gerouteten" Detektorzweige mit Testimpulsen beschickt zu werden, da alle denselben ADC durchlaufenden Signale die gleiche Totzeit besitzen. Eine Aufstellung aller verwendeten Geräte ist im Anhang A gegeben.

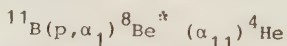
Ein mit diesem Verfahren unter Rückwärtswinkeln aufgenommenes typisches Spektrum zeigt Figur 5. Im Zentrum befindet sich die Gruppe der elastisch gestreuten Protonen, und man erkennt deutlich, daß das Target neben ^{11}B noch Verunreinigungen durch



Figur 5: Typisches Spektrum bei $E_p = 6,2$ MeV. Die Pulserlinie zur Totzeitbestimmung liegt am rechten Rand des Spektrums und ist in dieser Darstellung weggelassen.

^{10}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O und ^{28}Si enthält. Der Grund dafür liegt beim Ausgangsmaterial und bei dem Verfahren der Targetherstellung (vgl. Anhang B). Im niederenergetischen Teil des Spektrums finden sich weitere, scharfe Protonenlinien, die zu inelastischen Streuungen am Targetkern gehören. Die mit P_1 , P_2 und P_3 bezeichneten Linien sind dabei der inelastischen Streuung am ^{11}B zugeordnet und lassen den Targetkern im ersten angeregten Zustand ($E_x = 2,125$ MeV), sowie im zweiten ($E_x = 4,445$ MeV) und dritten ($E_x = 5,021$ MeV) angeregten Zustand zurück. Weiterhin sehen wir Protonenlinien, die zu ersten angeregten Zuständen in ^{10}B , ^{12}C und ^{28}Si führen.

Die am ^{16}O inelastisch gestreuten Protonen sind wegen der hohen Lage des ersten angeregten Niveaus im Sauerstoff ($E_x = 6,05 \text{ MeV}$) nicht beobachtbar. Neben diesen angegebenen Linien finden wir noch solche, die aus α -Zerfällen der entsprechenden Zwischenkerne stammen. Im rechten Teil des Spektrums dominiert die Linie α_0 , die über die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}$ zum scharfen Grundzustand ($\Gamma=6,8 \text{ eV}$) im Kern ^8Be führt. Wegen der großen Breite des ersten angeregten Niveaus in diesem Endkern ($\Gamma=1,56 \text{ MeV}$) bilden die α_1 -Teilchen der Reaktion



einen breiten Buckel, der um $6,4 \text{ MeV}$ beobachtet wird. Schließlich liegen zwischen $3,0$ und $3,4 \text{ MeV}$ noch zwei schwächere α -Linien, die aus den Reaktionen $^{10}\text{B}(p, \alpha_0) ^7\text{Be}$ und $^{10}\text{B}(p, \alpha_1) ^7\text{Be}^*$ stammen und zu scharfen Endzuständen im Kern ^7Be führen. Sie sind etwas breiter als die im gleichen Energiebereich liegenden Protonenlinien, da die α -Teilchen im Target stärker abgebremst werden.

Alle Linien, ausgenommen α_0 am Ende des Spektrums, sitzen auf einem hohen Untergrund, der durch den 3α -Aufbruch des Zwischenkerns gebildet wird (siehe auch BÖR77). Seine exakte Form kann durch Winkelkorrelationsrechnungen ermittelt werden, was hier aber nicht durchgeführt wurde. Da die uns interessierenden Linien schmal sind, ist es sicher eine gute Näherung, unter ihnen einen glatten Untergrundverlauf anzunehmen. Nur der α_1 -Buckel kann so wegen zu großer Unsicherheit nicht ausgewertet werden.

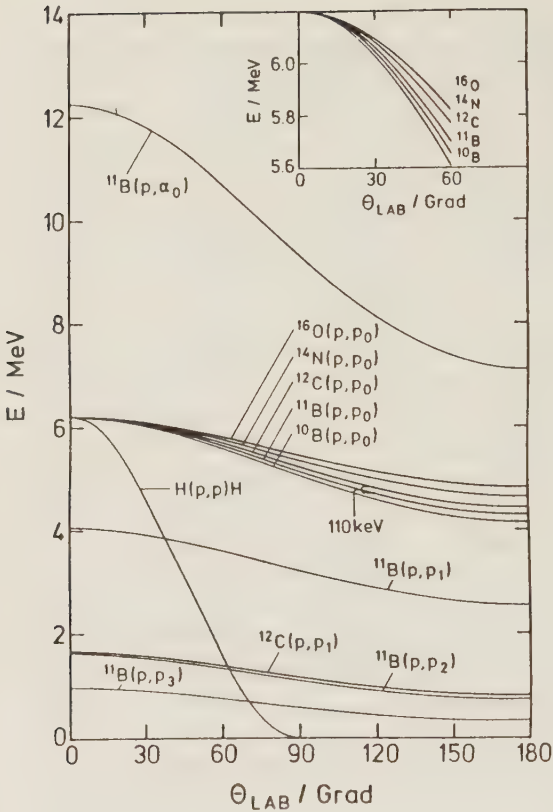
Den abrupten Abfall auf Null zu Beginn des Spektrums bewirkt eine Schwelle im ADC, mit der der starke Rausch in diesem Bereich unterdrückt wurde. Die zur Totzeitkorrektur dienende Linie des Pulsers liegt deutlich getrennt am hochenergetischen Ende des Spektrums und ist in dieser Darstellung weggelassen. Zur Übersicht faßt Tabelle 1 alle beobachteten Reaktionen zusammen. Mit Q ist die jeweilige Wärmetönung bezeichnet. Die elastische Streuung am Wasserstoff, $^1\text{H}(p, p) ^1\text{H}$, ist aus kinematischen Gründen nur unter Vorwärtswinkeln beobachtbar und kann, wie weiter unten gezeigt wird, die Auswertung erheblich stören.

Bei dem hier ausgewählten Spektrum lassen sich die einzelnen elastischen Linien gut auflösen, da sich der Detektor in

Reaktion	Q-Wert/MeV
${}^1\text{H}(\text{p},\text{p}) {}^1\text{H}$	0
${}^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}_0) {}^{11}\text{B}$	0
${}^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}_1) {}^{11}\text{B}^*$	-2,125
${}^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}_2) {}^{11}\text{B}^*$	-4,445
${}^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}_3) {}^{11}\text{B}^*$	-5,021
${}^{11}\text{B}(\text{p},\alpha_0) {}^8\text{Be}$	8,59
${}^{11}\text{B}(\text{p},\alpha_1) {}^8\text{Be}^*$	5,69
${}^{10}\text{B}(\text{p},\text{p}_0) {}^{10}\text{B}$	0
${}^{10}\text{B}(\text{p},\text{p}_1) {}^{10}\text{B}^*$	-0,717
${}^{10}\text{B}(\text{p},\alpha_0) {}^7\text{Be}$	1,146
${}^{10}\text{B}(\text{p},\alpha_1) {}^7\text{Be}^*$	0,715
${}^{12}\text{C}(\text{p},\text{p}_0) {}^{12}\text{C}$	0
${}^{12}\text{C}(\text{p},\text{p}_1) {}^{12}\text{C}^*$	-4,439
${}^{13}\text{C}(\text{p},\text{p}_0) {}^{13}\text{C}$	0
${}^{14}\text{N}(\text{p},\text{p}_0) {}^{14}\text{N}$	0
${}^{16}\text{O}(\text{p},\text{p}_0) {}^{16}\text{O}$	0
${}^{28}\text{Si}(\text{p},\text{p}_0) {}^{28}\text{Si}$	0
${}^{28}\text{Si}(\text{p},\text{p}_1) {}^{28}\text{Si}^*$	-1,779

Tabelle 1: Liste der beobachteten Reaktionen

Rückwärtsrichtung (120 Grad) befand. Wie die Linien, bedingt durch die Kinematik, mit abnehmendem Beobachtungswinkel zusammenrücken, zeigt Figur 6. Die aus kinematischen Rechnungen gewonnenen Kurven zeigen für verschiedene Reaktionen die Abhängigkeit der Energie der nachgewiesenen Teilchen vom Beobachtungswinkel. Die Protoneneinschußenergie ist mit 6,2 MeV



Figur 6:

Abhängigkeit der Energie der beobachteten Teilchen vom Laborwinkel. Im eingesetzten Kasten oben rechts ist das Verhalten der elastisch gestreuten Protonen unter Vorwärtswinkeln vergrößert dargestellt.

fest vorgegeben. Bei $\Theta=120$ Grad beträgt der Abstand zwischen den elastischen Linien aus der Streuung an ^{11}B und ^{12}C 110 keV. Bei halbem Abstand überlappen sie so sehr, daß eine Integration ohne mathematische Anpassung der Linienform nicht mehr möglich ist. Das trifft in diesem Beispiel für alle Winkel zu, die kleiner als etwa 70° sind. Der Ausschnitt rechts oben in Figur 6 zeigt noch einmal vergrößert die Winkelabhängigkeit der elastischen Gruppe. Bei $\Theta=20$ Grad, dem kleinsten gemessenen Winkel liegen alle elastischen Linien von ^{10}B bis ^{16}O innerhalb von 40 keV und können somit nur noch als eine breite Struktur nachgewiesen werden.

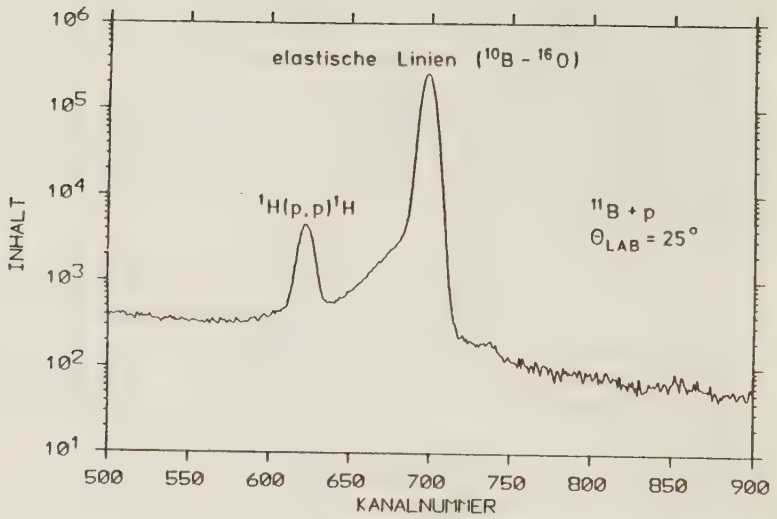
Die Protonen aus der elastischen Streuung an Wasserstoff nehmen eine Sonderstellung ein. Wegen der Massengleichheit der Stoßpartner ist der Beobachtungsbereich auf $\theta \leq 90$ Grad beschränkt, und die Energie ist stark winkelabhängig. Deshalb kommt es zu Überlagerungen mit der inelastischen Streuung. So wird in diesem Beispiel die p_1 -Linie bei 39 Grad, p_2 bei 62 Grad und p_3 bei 71 Grad überlappt (Fig.6).

Diese kinematischen Gegebenheiten wurden, soweit möglich, beim Aufbau und bei der Durchführung des Experiments berücksichtigt. Wir wählten die Winkelstellungen der Detektoren derart, daß möglichst keine vollständigen Überlappungen durch die Wasserstofflinie auftraten. Andererseits sollten verschiedene Detektoren im Verlauf einer Winkelverteilungsmessung unter gleichem Winkel stehen, um einen zusätzlichen Vergleich der Raumwinkel zu ermöglichen. Diese wiederum wählten wir für Detektoren unter Vorwärtswinkeln kleiner (ca. $5 \cdot 10^{-5}$ sr) als für die rückwärtigen Richtungen (ca. $3 \cdot 10^{-4}$ sr). Dadurch wurde die Belastung der vorderen Detektoren durch die starke elastische Streuung (Rutherford-Streuung) herabgesetzt und gleichzeitig die durch die Winkelöffnung bedingte Linienverbreiterung in dem Bereich vermindert, in dem die Linien näher zusammenrücken (Fig.6).

Da trotz der größeren Raumwinkel die Zählrate in den hinteren Detektoren bei der Extremstellung (D1-D3 ganz vorn, D4-D7 ganz hinten) deutlich geringer (ca. 200 Hz) war als in den vorn stehenden, haben wir die Detektorzweige 4-7 im Routing-Verfahren abgearbeitet. Die Totzeit im Nachweisssystem konnte auf diese Weise in allen Fällen unter 5% gehalten werden.

Um die Energieauflösung der Detektoren zu verbessern, haben wir diese über ein Methanol-Kühlsystem auf -20°C abgekühlt und so das Eigenrauschen herabgedrückt.

Trotz all dieser Bemühungen um eine gute Energieauflösung überlappen die elastischen Linien aufgrund der Massenabhängigkeit der Kinematik unter Vorwärtswinkeln stark. Der Spektrumsausschnitt in Figur 7 ist ein Beispiel dafür.



Figur 7: Ausschnitt aus einem Spektrum, das unter 25 Grad im Laborsystem aufgenommen wurde. Die elastischen Linien rücken zu einer breiten Struktur zusammen.

3. Aufbereitung der Rohdaten zu Winkelverteilungen

Die im Kernspeicher des Vielkanalanalysators gesammelten Spektren wurden direkt am VKA oder über eine Schnittstelle zum PDP-10-Rechner des Labors auf ein Magnetband gespeichert. Diese "hard-copy" der Meßdaten bildete die Grundlage für alle folgenden Auswertprogramme. Der Weg von den Rohdaten zu den absolut normierten Winkelverteilungen führte über die folgenden Stufen:

1. Integration der Linien im Spektrum
2. Normierung der Integrale auf gleiche experimentelle Bedingungen
3. Zusammenfassung der Integrale zu Winkelverteilungen
4. Absolutnormierung der Winkelverteilungen

Bei der Linienintegration haben wir zwei Verfahren angewandt. Das eine stützt sich auf das Computerprogramm AUDISP und kam immer dann zum Einsatz, wenn die Linien isoliert auftraten. Eine nähere Beschreibung dieses Verfahrens, bei dem der Untergrund durch Geraden beschrieben werden kann, ist an anderer Stelle gegeben (BÖR75).

Bei sich überlappenden Linien haben wir das Programm TEKFIT eingesetzt. Dieses Programm gestattet es, bis zu vier überlappende Linien durch asymmetrische Gaußkurven empirisch anzupassen. In der Fitfunktion

$$y = y_0 \exp\left(-\ln 2 \frac{(x-x_0)^2}{(\Gamma/2)^2}\right)$$

kann über die Breite Γ die Asymmetrie variiert werden. Das geschieht mit Hilfe des Parameters b auf zweierlei Art:

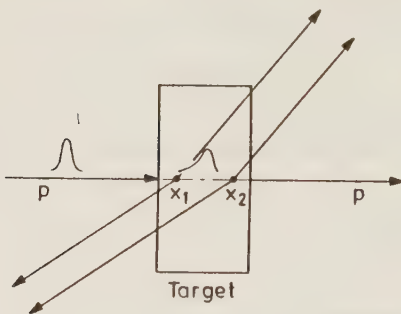
- a) $b > 0$: Für alle Punkte auf der linken Flanke der Gaußkurve ($x-x_0 < 0$) wird für Γ der Wert $\Gamma' = \Gamma b$ in die Fitfunktion eingesetzt. Nach Maßgabe von b verbreitert ($b > 1$) oder schmälert ($b < 1$) dieses Verfahren die linke Flanke relativ zur rechten. Die Asymmetrie ist dabei unabhängig von der Kanallage x .
- b) $b < -1$: In diesem Fall wird Γ bei allen Punkten auf der linken Flanke um einen x -abhängigen Beitrag vergrößert.

$$\frac{\Gamma'}{2} = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2} & \text{für } x > x_0 \\ \frac{\Gamma}{2} + 2 \frac{|b|-1}{|b|} |x-x_0| & \text{für } x < x_0 \end{cases}$$

Die Asymmetrie wird mit wachsendem Abstand vom Linienmittelpunkt größer. Dieses Verfahren eignet sich besonders zur Beschreibung von langen niederenergetischen Linienausläufern (Linienfüßen).

Im Fall $|b|=1$ ist die Gaußkurve symmetrisch und besitzt die Halbwertsbreite Γ .

Der optimale Wert für den Asymmetrieparameter b wurde vor der Anpassung bestimmt. Dazu müssen wir bedenken, daß die Linienform in den Spektren der einzelnen Detektoren im allgemeinen unterschiedlich ist. Um das zu verstehen, wollen wir die verschiedenen Faktoren betrachten, die die Linienform beeinflussen. Nehmen wir an, der Protonenstrahl trifft mit gaußförmigem Energieprofil auf das Target (Fig.8). Diese Gaußverteilung wird



Figur 8:

Änderung der Energieverteilung im Strahl durch Abbremsung im Target

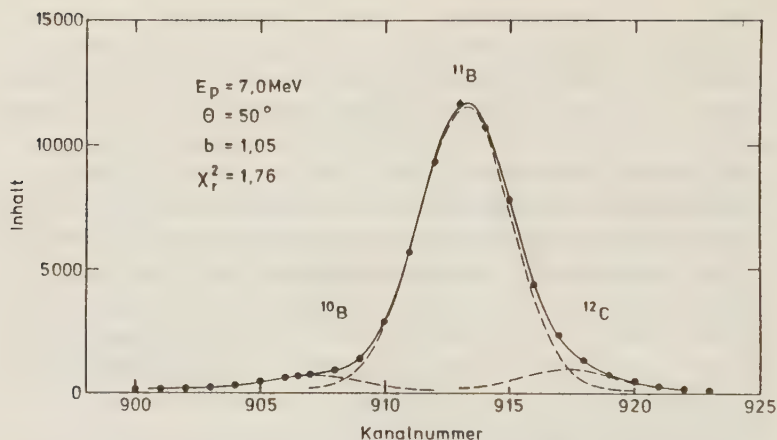
im Target durch das "Energie-Straggling" verzerrt, das eine Ausdehnung des niederenergetischen Teiles bewirkt. Je nach Reaktionsort x_1 im Target ist diese Asymmetrie mehr oder weniger ausgeprägt. Kommt es am Ort x_1 zur Reaktion oder Streuung, so kann eine starke Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts die Energieverteilung der in eine definierte Richtung auslaufenden Teilchen erneut modi-

fizieren. Da diese Teilchen entsprechend der Detektorstellung unterschiedliche Wege im Target zurücklegen müssen, überlagert sich dem Energieprofil außerdem die energieabhängige Bremsung. Die Randstreuung an den Blenden vor den Detektoren führt dann zu einer weiteren Ausweitung des niederenergetischen Anteils.

Ist der Wirkungsquerschnitt noch stark winkelabhängig, so bewirkt der endliche Öffnungswinkel der Detektorblenden eine zusätzliche Modifikation der Energieverteilung. Im Detektor selbst schließlich treten während der Sammlung der erzeugten Ladungsträger Rekombinationsverluste auf, die den Energieschwerpunkt zu kleineren Energien verschieben. Außerdem können in Extremfällen, wenn die Sperrschichttiefe gerade ausreicht, um die einfallenden Teilchen zu stoppen, Verluste durch "channeling" auftreten. In solchen Fällen bewegen sich die Teilchen über weite Strecken zwischen zwei Gitterebenen und wechselwirken kaum mit den Gitteratomen. Die Teilchen werden dann im Detektor nicht vollständig abgebremst und können ihn mit einer Restenergie verlassen.

Alle Effekte zusammengekommen bewirken in der Regel eine asymmetrische Linienform mit niederenergetischem Ausläufer, die vom einzelnen Detektorzweig abhängt. Außerdem kann in einem speziellen Zweig eine Änderung eintreten, wenn der Detektor über einen größeren Winkelbereich verstellt wird. Bei unserer Auswertung wurde deshalb der Asymmetrieparameter b für jeden Detektor getrennt getestet, indem wir eine isolierte Linie im Spektrum, z.B. die der elastischen Streuung an ^{16}O , bei Variation von b angepaßt haben. Da sich erfahrungsgemäß der optimale Wert von b bei den auftretenden Winkelvariationen eines Detektors nicht änderte, wurden die Linien eines Detektors und einer Winkelverteilung mit jeweils festem Asymmetrieparameter angepaßt. Das Optimierungsverfahren für b haben wir bei jeder neuen Winkelverteilung wiederholt und in der Regel Beträge zwischen 1,0 und 1,1 gefunden. In seltenen Fällen mußte $|b|$ bis auf 1,2 erhöht werden. Für b -Werte im Intervall $1 \leq |b| \leq 1,05$ ist visuell kaum eine Asymmetrie der Linienform festzustellen (Fig.9). Diese wird jedoch schon bei $|b|=1,1$ recht deutlich, da dieser Wert einer Verbreiterung der linken Hälfte um 10% entspricht.

Für den Untergrund gestattet das Programm TEKFIT den Ansatz einer Konstanten, einer Geraden, einer Parabel oder einer Exponentialfunktion. Bei unserer Auswertung genügte in fast allen Fällen ein linearer Ansatz, um eine zufriedenstellende Anpassung zu erreichen.



Figur 9: Beispiel für die Anpassung der drei elastischen Linien aus der Streuung an ^{10}B , ^{11}B und ^{12}C . Die gestrichelten Kurven geben die drei aufgelösten Linien an.

Das eigentliche Fitverfahren basiert auf der Minimalisierung eines χ^2 -Ausdruckes mit Hilfe des Unterprogrammes CURFIT (BEV69), das weiter unten beschrieben ist. Den Fehler des Linieneinhalts haben wir bei guter Anpassung mit der statistischen Unsicherheit $\Delta I = \sqrt{I+U}$, der Wurzel aus Linieneinhalt + Untergrund, gleichgesetzt. Als Kriterium für einen guten Fit diente der Wert χ_r^2 ($\chi_r^2 = \chi^2 / \text{Zahl der Freiheitsgrade}$), der kleiner als zwei sein sollte, da dann erfahrungsgemäß die Linieneintegrale aus unterschiedlichen Anpassungen derselben Liniengruppe innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Nur wenige Liniengruppen konnten nicht zufriedenstellend angepaßt werden. Um in diesen Fällen nicht alle Informationen zu verschenken, haben wir die Integrale verschiedener Anpassungen, die visuell konträr (zu klein bzw. zu groß) erschienen, verglichen. Der Linieneinhalt ergab sich dann aus dem Mittelwert, der Fehler aus den Abweichungen zu den Extrema. Bei diesem Verfahren sind vereinzelt Integrationsfehler von bis zu 10% aufgetreten. Figur 9 zeigt die gelungene Anpassung der drei elastischen Linien aus der Streuung an ^{10}B , ^{11}B und ^{12}C . Links oben sind Einschüßenergie E_p , Laborwinkel θ , Asymmetrieparameter b und der reduzierte χ^2 -Wert angegeben.

Um die aus verschiedenen Spektren extrahierten Linieninhalte vergleichen zu können, müssen sie auf gleiche Meßbedingungen normiert werden: alle Integrale werden auf gleiche Raumwinkel, gleiche Totzeit, gleiche Ladung und gleiche Targetdicke bezogen.

Zur Bestimmung der Raumwinkel haben wir einerseits den Abstand R der definierenden kreisförmigen Blende vom Target und ihren Durchmesser d ausgemessen und die Näherungsformel

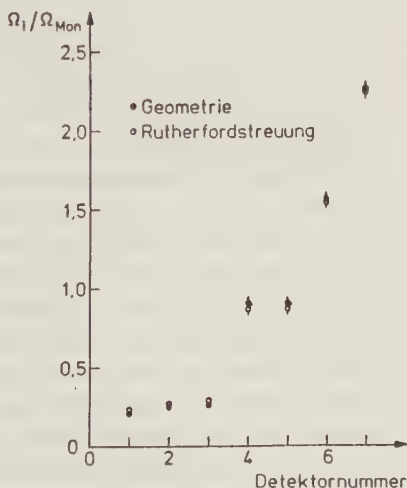
$$\Omega = \frac{\pi d^2}{4 R^2}$$

angewandt. Bei typischen Werten von $R=120$ mm und $d=1,5$ mm ist das eine gute Näherung, denn

$$\Omega = \frac{\pi 1,5^2}{4 120^2} \approx 1,2 \cdot 10^{-4} \ll 1.$$

Zum anderen wurden die relativen Verhältnisse der Raumwinkel, auf die es allein ankam, über Rutherford-Streuung an Gold kontrolliert. Figur 10 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Detektoren i bezogen auf den Monitorraumwinkel Ω_{Mon} und verdeutlicht, daß beide Verfahren innerhalb der Fehlergrenzen gleiche Resultate liefern.

Die Totzeitkorrektur geschah durch Vergleich des Integrals I_p der Pulserlinie im Spektrum mit der Anzahl der Impulse N_T im externen Totzeitzähler. Die auf verschwindende Totzeit normierten Linieninhalte erhält man dann durch Multiplikation der Integrale mit dem Totzeit-



Figur 10:

Vergleich der Ergebnisse der Raumwinkelnormierung über geometrische Messung und Rutherfordstreuung.

faktor $F_T = N_T/I_P$. Die Bestimmung des einfallenden Teilchenstroms kann prinzipiell durch zeitliche Integration des durchgehenden Protonenstrahls erfolgen. Die Genauigkeit wird dabei hauptsächlich durch die Güte des Integrators sowie durch Stromverfälschung durch Sekundärelektronen und durch Umladungseffekte im Target bestimmt. Die Normierung auf gleiche Targetdicke muß die Homogenität des Targets und die Lage des Brennflecks darauf berücksichtigen.

Bei der Messung von relativen Winkelverteilungen kann man beide Normierungen, die auf gleiche Ladung und auf gleiche Targetdicke, durch den Bezug auf ein Monitorintegral erledigen. Da bei jeder Winkelverteilungsmessung die Einschußenergie konstant bleibt, hängt das Integral I_M einer geeigneten Linie im Monitordetektor (z.B. p_0) nur vom einfallenden Teilchenstrom und der Targetdicke ab. Die Division der Linieninhalte jeder Einzelmessung durch das Integral der zugehörigen Monitorlinie liefert damit schon die gewünschte Normierung auf gleiche Bedingungen bezüglich Ladung und Target. Insgesamt erhält man deshalb aus dem Integral I einer Linie, die zu dem Spektrum des Detektors i gehört, die auf gleiche experimentelle Bedingungen normierte Intensität I_N durch die Operation

$$I_N = \frac{I F_T \Omega_{Mon}}{I_M \Omega_i} .$$

Der Fehler setzt sich dabei nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Einzelfehlern zusammen.

Die normierten Linieninhalte wurden anschließend, nach Reaktionen geordnet, zu Winkelverteilungen zusammengefaßt. Wenn aufgrund überlappender Detektorstellungen zu einem Winkel mehrere Meßdaten vorlagen, haben wir aus diesen das gewichtete Mittel gebildet. Die so erhaltenen relativen Winkelverteilungen konnten mit Hilfe der unter den Laborwinkeln 30° , 60° , 120° und 150° absolut gemessenen Anregungsfunktionen (BÖR75) in mb/sr geeicht werden. Dabei erhielten wir für jede Energie vier Anpassungsfaktoren, deren gewichtetes Mittel als Normierungsfaktor benutzt wurde. Die vier Anpassungsfaktoren stimmten in der Regel innerhalb der Fehlergrenzen überein, doch gab es auch Fälle, in denen ein Wert stark von den anderen

abwich. Dieser Effekt trat hauptsächlich dann auf, wenn die entsprechende Anregungsfunktion an der Normierungsstelle stark strukturiert war, so daß geringe energetische Differenzen große Schwankungen im Wirkungsquerschnitt bewirken. Solche "Ausreißer" haben wir dann bei der Bestimmung der Anpassungsfaktoren nicht berücksichtigt.

Da der bei dieser Normierung entstehende Fehler nur die absolute Höhe der gesamten Winkelverteilung beeinflußt, wurde er nicht berücksichtigt, wenn es nur auf den relativen Verlauf ankam (z.B. beim Legendre-Fit).

Abschließend mußten die Verteilungen noch ins Schwerpunktsystem transformiert werden, da sich alle theoretischen Beschreibungen auf Daten in diesem System beziehen. Der dabei auftretende Transformationsfaktor T_F ist rein kinematischen Ursprungs und lautet

$$T_F = \frac{d\Omega_L}{d\Omega_S} = \frac{\sin\theta_L}{\sin\theta_S} \left(1 + \frac{\zeta \cos\theta_L}{\sqrt{1 - (\zeta \sin\theta_L)^2}} \right)^{-1},$$

wobei $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_S = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L T_F$.

Die Größe ζ ist für eine Reaktion der Form $A(a,b)B$ definiert als

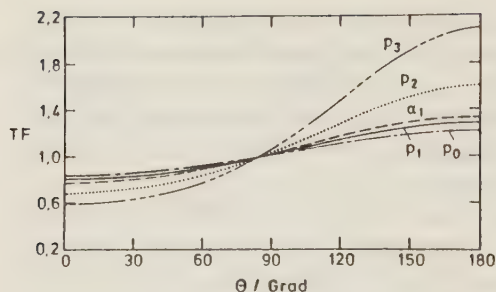
$$\zeta = \frac{1}{m_A + m_a} \sqrt{(m_a m_b E) / E_S}$$

mit $E_S = \left(Q + \frac{m_A}{m_A + m_a} E \right) / \left(\frac{m_B + m_b}{m_B} \right)$

und $Q = Q\text{-Wert} = \text{Energietönung der Reaktion.}$

Für eine vorgegebene Reaktion hängt T_F nur vom Beobachtungswinkel ab. Unter Vorwärtswinkeln bewirkt er eine Absenkung der Wirkungsquerschnitte, geht bei etwa 90° durch eins und hebt die Werte in Rückwärtsrichtung an (Fig. 11).

Abschließend ist noch auf Diskrepanzen hinzuweisen, die zwischen den absoluten Werten unserer Meßdaten und vergleichbaren Ergebnissen anderer Autoren bestehen. Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_o)^8\text{Be}$ um $E_p = 5 \text{ MeV}$ sind doppelt so groß wie die Daten von Symons und Treacy (SYM63) und um den Faktor 1,5 höher als die Ergebnisse von Blieden (BLI63). Diese sehr großen Abweichungen haben uns veranlaßt,



Figur 11:

Verlauf des Transformationskoeffizienten T_F für den Übergang vom Labor- ins Schwerpunktsystem bei $E_p = 6,0$ MeV

die Absolutwerte der Anregungsfunktionen nochmals zu überprüfen (BÖR75). Danach sind wir der Überzeugung, daß die einzige Fehlerquelle, die eine Differenz der angegebenen Größenordnung hervorrufen kann, in der Bestimmung der Targetdicke liegt. Setzt man die Ergebnisse von Symons-Treacy oder Blieden als korrekt voraus, so bedeutet das einen weitaus zu kleinen Wert unserer Schichtdickenbestimmung. Dagegen spricht eine in unserem Haus durchgeführte Arbeit (MUS79), die unterschiedliche Methoden der Dickenbestimmung vergleicht und zu dem Ergebnis kommt, daß das von uns angewandte Verfahren der Energieverlustmessung eher dazu neigt, die Massenbelegung zu überschätzen. Ein weiteres sehr wesentliches, unabhängiges Argument für die Richtigkeit unserer Daten liefern Messungen von Chanut (CHA73), der den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung mit Hilfe eines Gastargets absolut gemessen hat. Das von ihm verwendete Diboran-Gastarget erlaubte eine sehr genaue Einstellung der Targetdicke (Fehler $< 1\%$), so daß die Ergebnisse seiner Messung unserer Meinung nach die verlässlichsten sind. Ein Vergleich der überlappenden Daten bei $\theta_{\text{Lab}} = 120^\circ$ liefert eine Abweichung unserer Ergebnisse von $+15\%$, und das bedeutet Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Vergleichen wir unsere Daten bei $\theta_{\text{Lab}} = 60^\circ$ mit den Ergebnissen von Chanut ($58^\circ 40'$), so liegen unsere Werte im Mittel um 8% zu hoch. Dazu müssen wir noch beachten, daß Chanuts Daten aus zwei getrennten Meßreihen stammen, die im Überlappungsbereich um $10-15\%$ differieren,

und daß die mit unseren Daten zu vergleichenden Werte von ihm mit dem Faktor 0,87 herunterkorrigiert wurden. Da Chanut in seiner Arbeit nicht angibt, warum er die einen Daten herunterkorrigiert und nicht die anderen angehoben hat, können wir vermuten, daß seine Anpassung willkürlich erfolgte und auch die andere Richtung möglich wäre. In diesem Fall wäre die Übereinstimmung unserer Messungen mit seinen Ergebnissen sogar sehr gut. Wir sind deshalb trotz der großen Abweichungen zu früheren α_0 -Daten von der Richtigkeit unserer absoluten Werte und ihrer Fehler überzeugt.

4. Beschreibung der Winkelverteilungen durch Legendre-Polynome

Nach Blatt und Biedenharn (BLA52) können Winkelverteilungen sinnvoll durch eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen beschrieben werden:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \sum_L A_L P_L(\cos\theta) .$$

Wenn bei den untersuchten Reaktionen mit $^{11}\text{B} + p$ im Eingangskanal definierte Compoundzustände des Zwischenkerns ^{12}C auftreten, dann muß die Summation über L nach wenigen Schritten abbrechen, denn das maximal notwendige L gibt eine untere Schranke für die an der Reaktion beteiligten Drehimpulse:

$$L \leq 2 J , L \leq 2 l_e , L \leq 2 l_a ;$$

J = Drehimpuls des Compoundkerns,

l_e = Relativbahndrehimpuls im Eingangskanal,

l_a = Relativbahndrehimpuls im Ausgangskanal.

Eine Entwicklung nach Legendrepolynomen gestattet damit einen ersten Test der Compoundkernhypothese und wurde deshalb zu Beginn der Winkelverteilungsanalyse durchgeführt. Sie bietet zudem die Möglichkeit, über den Koeffizienten A_0 den winkelintegrierten totalen Wirkungsquerschnitt gemäß der Beziehung

$$\sigma_T = 4 \pi A_0$$

zu bestimmen. Ein Vergleich dieser Daten in verschiedenen Ausgangskanälen liefert bei auftretenden Korrelationen ein weiteres starkes Argument für den Ablauf der Reaktion über ein Compoundsystem.

Die beste Anpassung der Koeffizienten A_L wurde mit Hilfe des χ^2 -Verfahrens erreicht, das den Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sigma_i - \sum_L A_L P_L(\cos\theta_i))^2}{\Delta\sigma_i^2}$$

minimalisiert. Dabei bedeutet σ_i den unter dem Winkel θ_i gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt und $\Delta\sigma_i$ gibt

den entsprechenden Meßfehler an. Alle Größen beziehen sich auf das Schwerpunktsystem. Die Fehler ΔA_L der Entwicklungskoeffizienten berechneten wir nach der Theorie für unabhängige Parameter in linearen Gleichungssystemen (BEV69). Die Minimalisierung des χ^2 -Ausdruckes hinsichtlich der Entwicklungsparameter führt auf ein lineares Gleichungssystem, das in Matrixschreibweise mit

$$B = C A$$

ausgedrückt werden kann. Der Spaltenvektor B und die quadratische Matrix C sind bekannt. Der gesuchte Spaltenvektor A enthält die zu bestimmenden Koeffizienten. Löst man das Gleichungssystem über die Inversion der Matrix C,

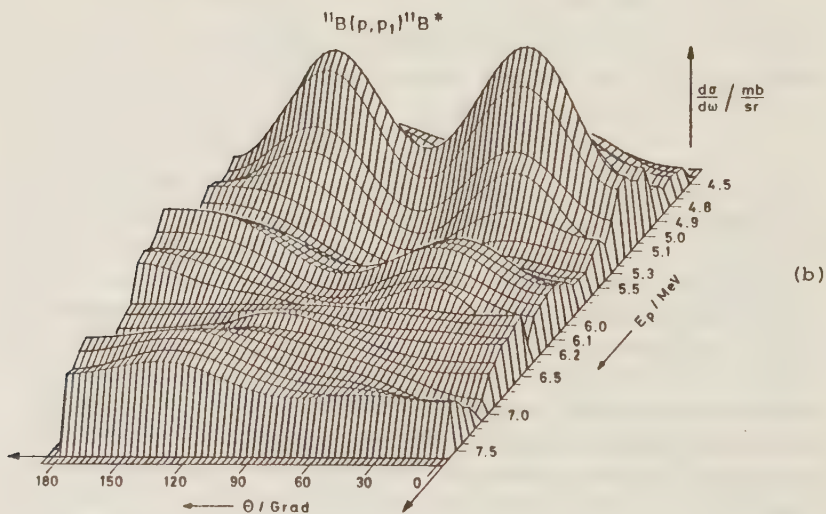
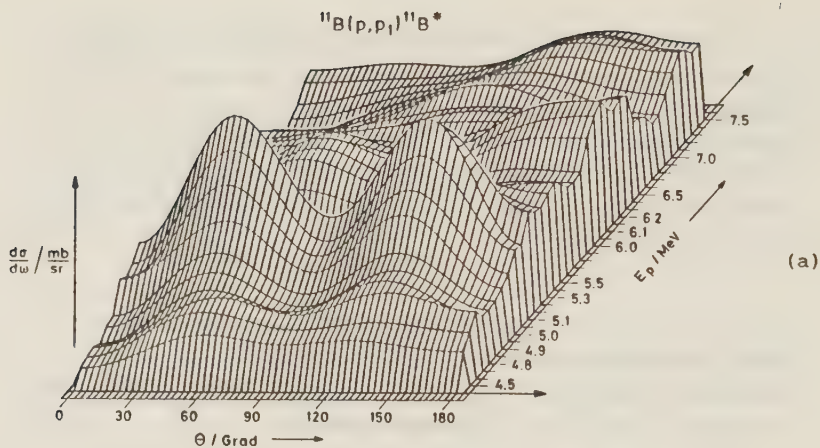
$$A = C^{-1} B ,$$

so geben die Diagonalelemente der inversen Matrix C^{-1} die Fehlerquadrate der Koeffizienten A_L an:

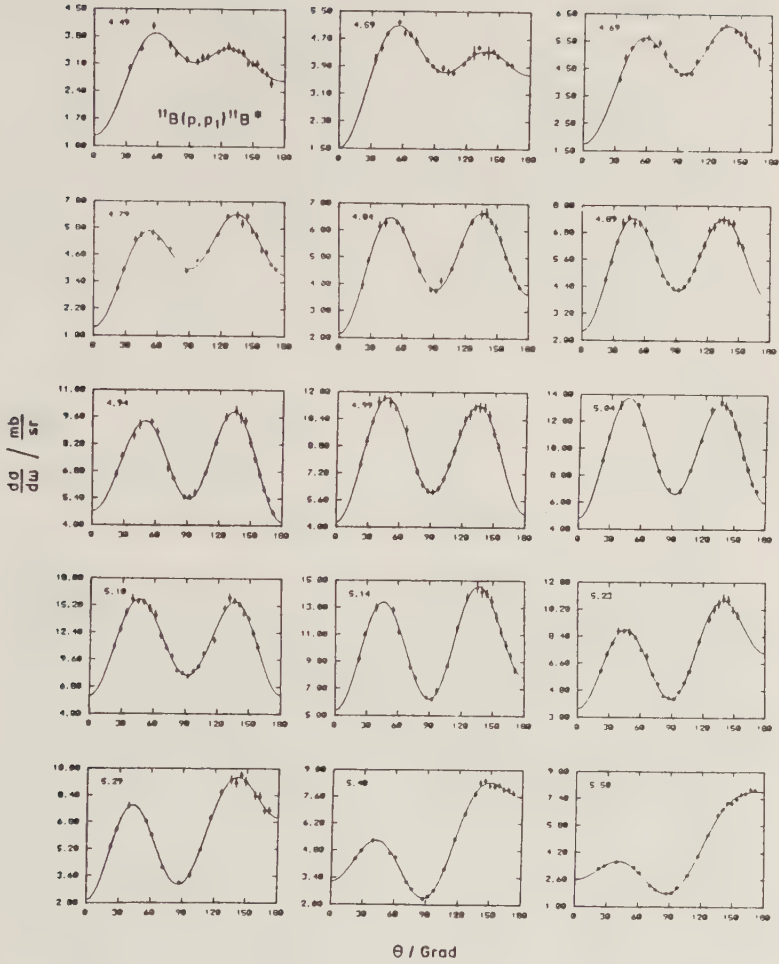
$$\Delta A_L^2 = (C^{-1})_{LL} .$$

a) $^{11}\text{B}(p, p_1)^{11}\text{B}$ (2,125 MeV)

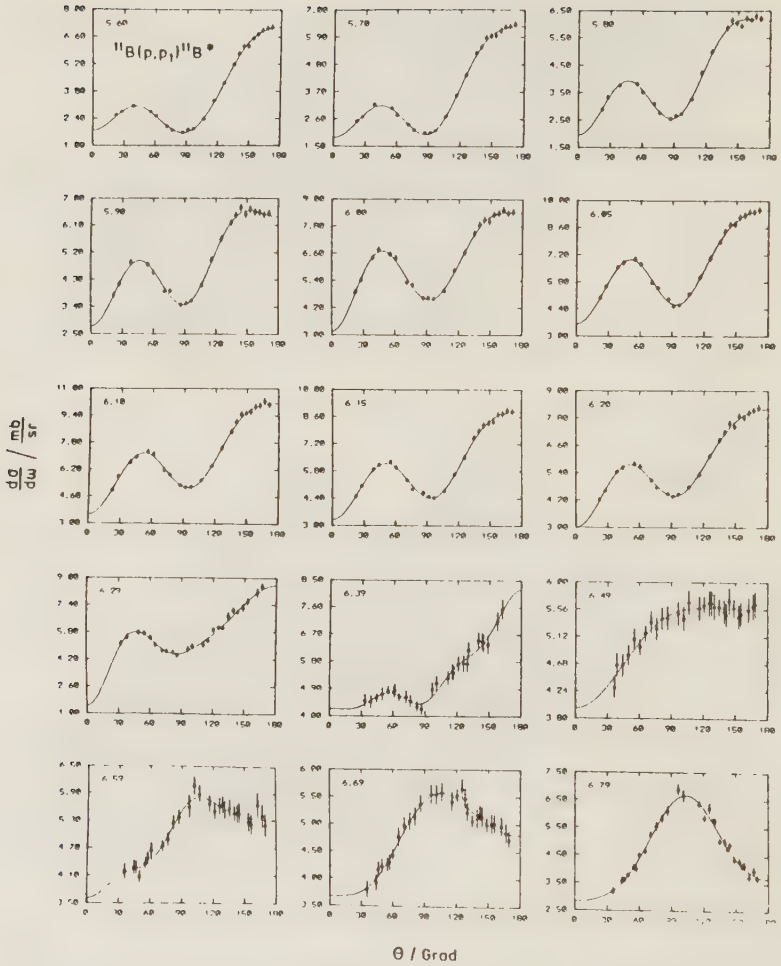
Die inelastische Streuung zum ersten angeregten Niveau in ^{11}B konnten wir im gesamten Energiebereich mit Entwicklungen bis $L_{\text{max}}=6$ zufriedenstellend beschreiben. Figur 12 zeigt eine Übersicht der angepaßten Winkelverteilung in Richtung wachsender (a), bzw. fallender Energie (b) betrachtet. Diese Darstellung zeigt deutlich die Dominanz der Winkelverteilungen um $E_p=5,1$ MeV, die das gesamte Gebiet überragen. Nach ihrem Abfall zu höheren Energie hin folgt ein zweiter Höhenzug bei 6,1 MeV. Die Form der einzelnen Winkelverteilungen verändert sich langsam und stetig über den gesamten untersuchten Energiebereich. Das schließt einen dominierenden Einfluß statistischer Fluktuationen aus, deren Vorherrschaft innerhalb weniger Energieschritte starke Schwankungen im Verlauf bewirken würde. Da außerdem alle Anzeichen für eine direkte Reaktion fehlen, wie Anstieg des Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung oder



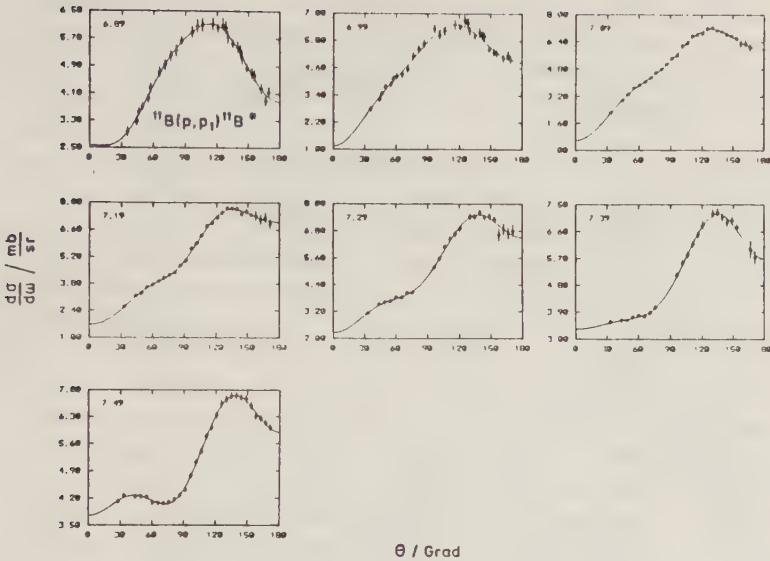
Figur 12: Energieabhängigkeit der p_1 -Winkelverteilungen von niedrigen Energien (a) und hohen Energien (b) aus gesehen.



Figur 13 a-c: p_1 -Winkelverteilungen mit durchgezogenen Legendrepolynom-Anpassungen; Ziffern in der linken oberen Ecke: E_p /MeV.



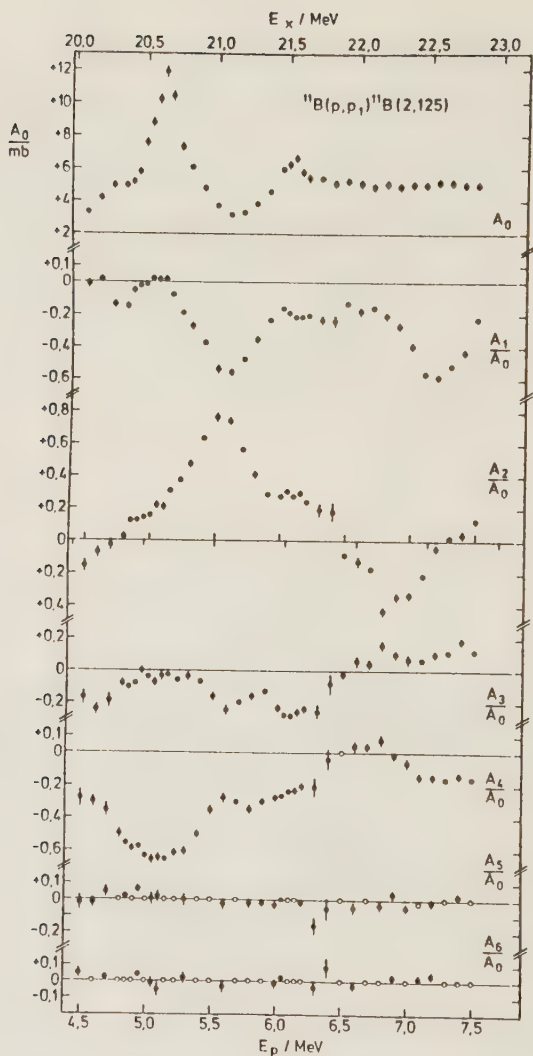
Figur 13 b



Figur 13 c

Beugungsstrukturen, sollte für diese Reaktion und bei diesen Energien der Compoundmechanismus vorherrschen. Das zeigt auch Figur 13, die die Winkelverteilungen im einzelnen wiedergibt. Figur 14 zeigt die Energieabhängigkeit der Entwicklungskoeffizienten A_L , die zusammen mit den Daten der anderen Ausgangskanäle im Anhang D zusammengestellt sind. Im oberen Teil der Figur 14 sind die Koeffizienten A_0 in mb dargestellt, und dieser Verlauf entspricht dem des totalen Wirkungsquerschnitts. Es fällt sofort eine starke, resonanzartige Struktur um $E_p = 5,1$ MeV auf, die mit einer Halbwertsbreite von ca. 300 keV das Bild beherrscht. Zwei weitere Überhöhungen im Wirkungsquerschnitt erkennt man in ihrer linken Flanke bei 4,7 MeV und, nach einem tiefen Tal bei 5,6 MeV, bei 6,1 MeV. Ab $E_p = 6,4$ MeV bleibt der Verlauf strukturlos und eben.

Darunter sind die auf A_0 normierten Entwicklungskoeffizienten bis $L=6$ aufgetragen. Da offene Kreise anzeigen sollen, daß die beste Anpassung diese Koeffizienten nicht benötigt, erkennt man, daß die Polynome $P_4(\cos\theta)$ bis auf eine Ausnahme immer



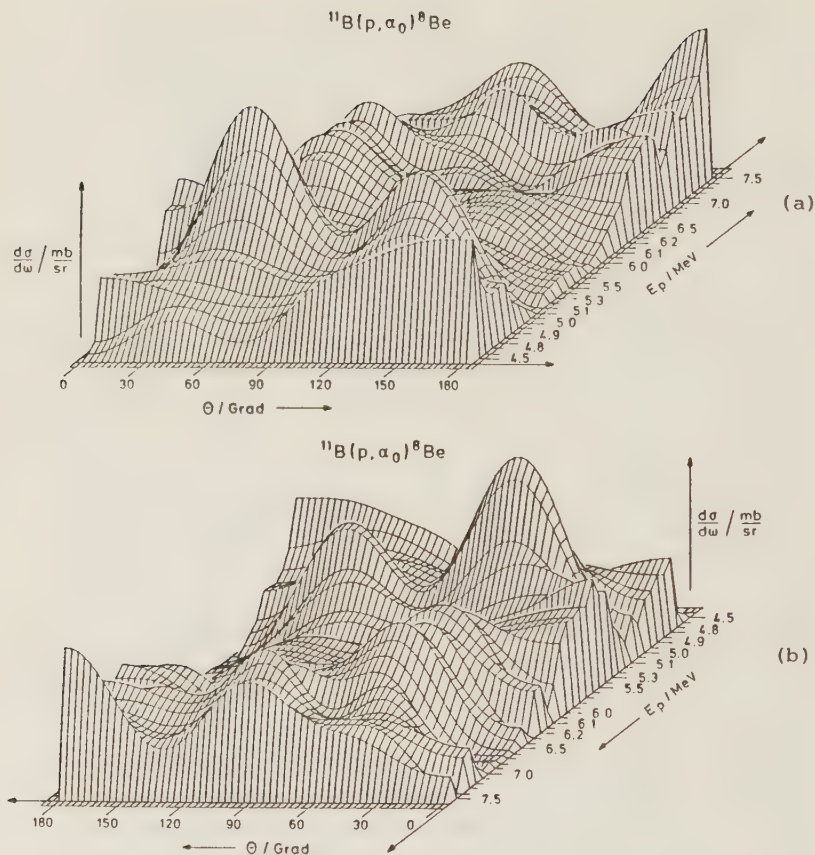
Figur 14: Energieabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten für die p_1 -Streuung. Die offenen Kreise deuten an, daß diese Koeffizienten für die beste Anpassung nicht benötigt wurden.

mitgenommen werden mußten. Auf die Polynome P_5 und P_6 konnte im gesamten untersuchten Energiebereich häufig verzichtet werden. In den übrigen Fällen sind, abgesehen vom Gebiet um 6,3 MeV, die normierten Koeffizienten A_5 und A_6 klein und schwanken um Null.

Nach Blatt und Biedenharn verschwinden alle ungeraden Koeffizienten, wenn im Compoundkern eine Resonanz oder eine Mischung mehrerer Niveaus gleicher Parität dominieren. Ein solcher Fall deutet sich im Energiebereich um 5,1 MeV an, in dem die ungeraden Entwicklungskoeffizienten sehr klein werden. Das ist gleichbedeutend mit einer um 90° symmetrischen Winkelverteilung (s. Fig. 13a). Dadurch wird die Vermutung nahegelegt, daß die starke Struktur des Wirkungsquerschnitts in diesem Gebiet von einem dominierenden Niveau im Compoundkern ^{12}C herrührt. Der stark negative A_4 -Koeffizient erlaubt unter dieser Annahme eine untere Beschränkung des Compoundkernspins durch $J \geq 2$. An den übrigen Extremstellen finden wir ein solches gleichzeitiges Verschwinden der ungeraden Entwicklungskoeffizienten zwar nicht, doch es treten deutlich korrelierte Strukturen auf. Zwischen $E_p = 4,6$ MeV und 4,8 MeV besitzen die ungeraden Koeffizienten Extrema, was auf eine Mischung mindestens zweier Niveaus unterschiedlicher Parität hinweist. Im Gebiet des zweiten A_0 -Maximums bei $E_p = 6,1$ MeV zeigen die Koeffizienten A_1 und A_3 Minima, während A_2 eine ausgeprägte Schulter aufweist. Bei $E_p = 5,6$ MeV, der Stelle des tiefen Minimums im A_0 -Verlauf, weisen alle Koeffizienten Extremalwerte auf. Besonders auffallend sind hier die starken Intensitäten von A_1 und A_2 . Einen zusätzlichen Informationsgewinn kann an dieser Stelle eine vergleichende Betrachtung der α_0 -Winkelverteilungen bringen, die über demselben Energiebereich gemessen werden konnten.

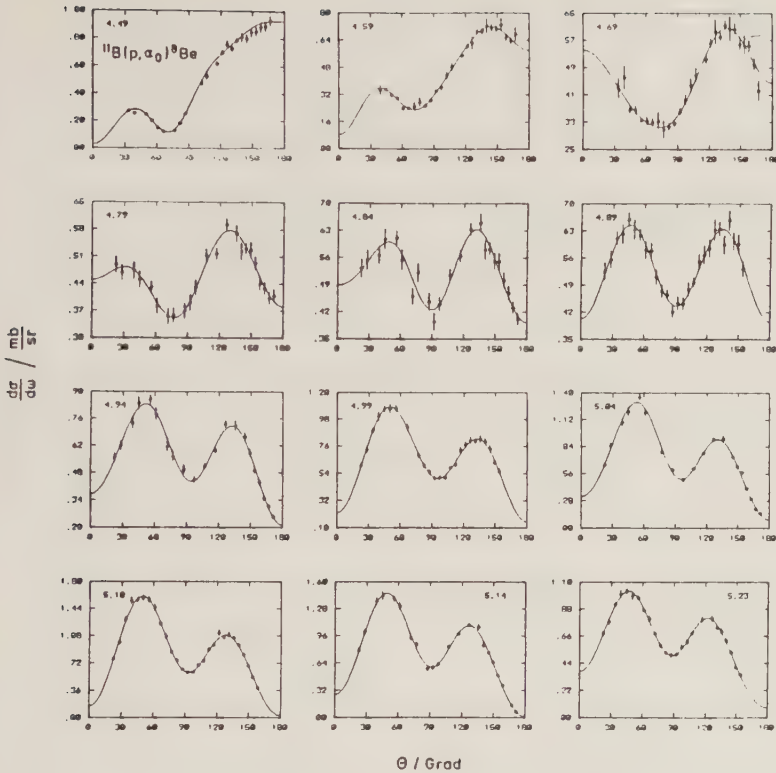
b) $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}(\text{g.s.})$

Die Winkelverteilungen des α_0 -Zerfalls sind übersichtsmäßig in Figur 15 dargestellt. Auch hier dominieren die Wirkungsquerschnitte im Gebiet um $E_p = 5,1$ MeV. Außerdem ist wie bei der



Figur 15: Energieabhängigkeit der α_0 -Winkelverteilungen von niedrigen Energien (a) und hohen Energien (b) aus gesehen.

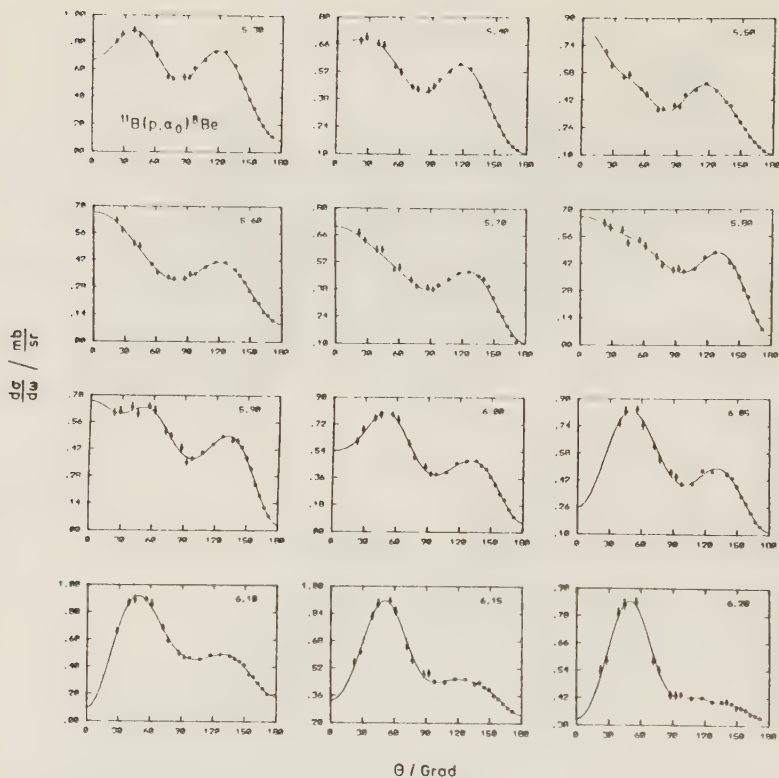
p_1 -Streuung ein zweiter Höhenzug bei $E_p = 6,1$ MeV zu beobachten. Insgesamt gesehen verändern die Verteilungen ihre Form langsam und monoton mit der Energie, so daß statistische Fluktuationen offensichtlich keine Rolle spielen. Eine Einzeldarstellung der Winkelverteilungen gibt Figur 16, während Figur 17 die Entwicklungskoeffizienten zeigt.



Figur 16: a-c: α_0 -Winkelverteilungen mit durchgezogenen Legendrepolynom-Anpassungen; Zahlen in der linken, bzw rechten oberen Ecke: $E_p/M_{\alpha V}$.

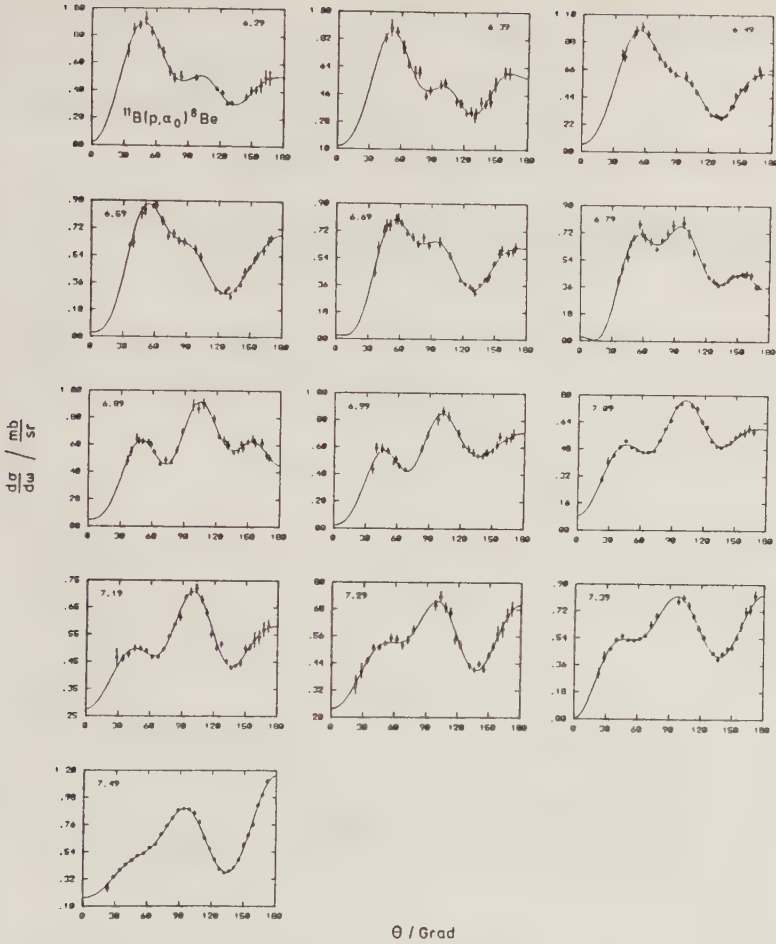
Im Gegensatz zu den p_1 -Winkelverteilungen mußten für die Beschreibung der α_0 -Daten Legendrepolynome bis zum Grad $L=8$ herangezogen werden. Abgesehen von zwei Energien, $E_p=4,5$ MeV und $5,5$ MeV, werden Polynome mit $L > 6$ jedoch erst ab $5,9$ MeV erforderlich. $P_8(\cos\theta)$ wird nur für Winkelverteilungen oberhalb $E_p=6,5$ MeV benötigt.

Der in Figur 17 oben links eingetragene Verlauf des Koeffizienten A_0 weist, wie bei der p_1 -Streuung, ein starkes Maximum um $E_p=5,1$ MeV auf. Während bei $6,1$ MeV ebenfalls eine leichte Überhöhung zu erkennen ist, bleibt die Flanke bei $4,7$ MeV glatt.



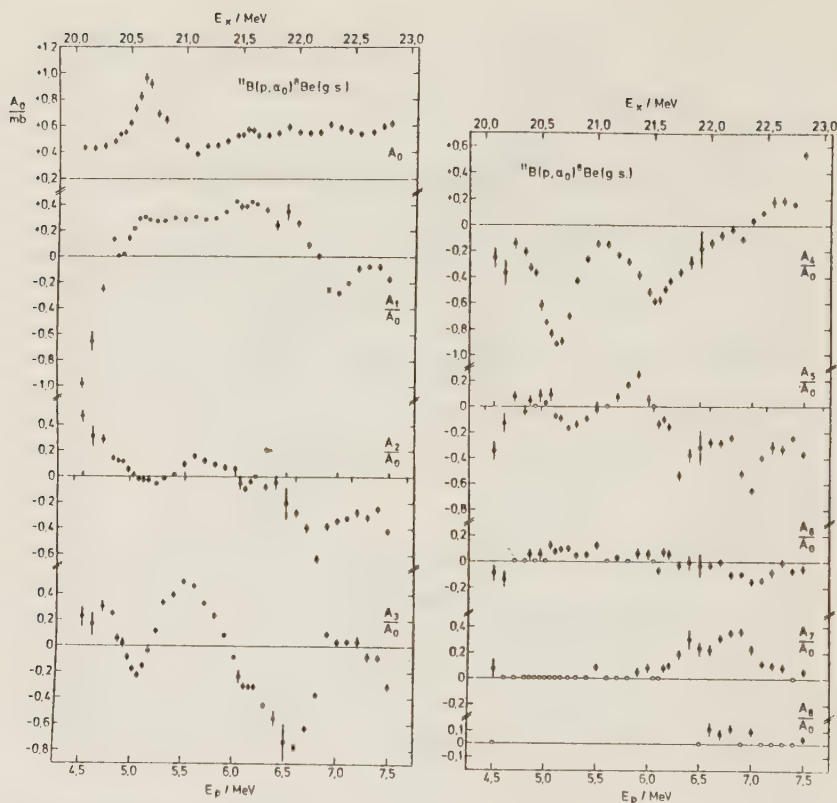
Figur 16 b

Im Gebiet oberhalb $E_p = 6,4$ MeV, das bei p_1 strukturlos bleibt, beobachtet man schwache Maxima um 6,5 MeV und 7,0 MeV. Bei den normierten Entwicklungskoeffizienten erkennt man korrelierte Strukturen wie bei der inelastischen Streuung. So nehmen die Koeffizienten A_1 bis A_4 im Bereich der Resonanzstruktur bei $E_p = 5,1$ MeV Extremwerte an, während A_5 durch Null geht. Die Winkelverteilungen im Resonanzbereich sind deshalb nicht symmetrisch (s. Fig. 16a), und diese Tatsache zwingt uns, die Annahme einer einzelnen, isolierten Resonanz an dieser Stelle auszuschließen und Beiträge von mindestens zwei Niveaus unterschiedlicher Parität zuzulassen.



Figur 16 c

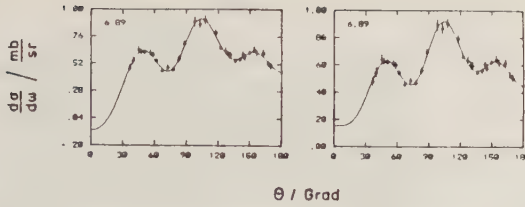
Bei $E_p = 6,1$ MeV verhalten sich die Koeffizienten ähnlich. A_1 , A_2 und A_4 zeigen Extremwerte, während A_5 durch Null geht und A_5 eine Schulterstruktur aufweist. Der Koeffizient A_7 erreicht seine Maxima bei 6,4 MeV und 6,8 MeV, doch können wir daraus keine untere Drehimpulsschranke festlegen, da im gleichen Energiebereich A_2 (bei 6,8 MeV) und A_3 (um 6,6 MeV) starke



Figur 17: Energieabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten für den α_0 -Zerfall. Die offenen Kreise geben an, daß diese Koeffizienten für die beste Anpassung nicht benötigt wurden.

Minima durchlaufen.

Abschließend muß noch ein Effekt erwähnt werden, der typisch für die Legendrepolynom-Analyse der α_0 -Winkelverteilungen war. In vielen Fällen wurden die Approximationskurven, die eine gute Anpassung der Meßwerte liefern, unter extremen Vorwärts-winkeln negativ. Diese unphysikalische Erscheinung, die auch andere Autoren gefunden haben (THO72), konnten wir beseitigen, indem wir einen fiktiven Meßwert für $\theta = 0^\circ$ einführten, der den Wirkungsquerschnitt zu positiven Werten zwang. Da bei diesem Verfahren der Verlauf der Fitkurve durch die Meßdaten nur



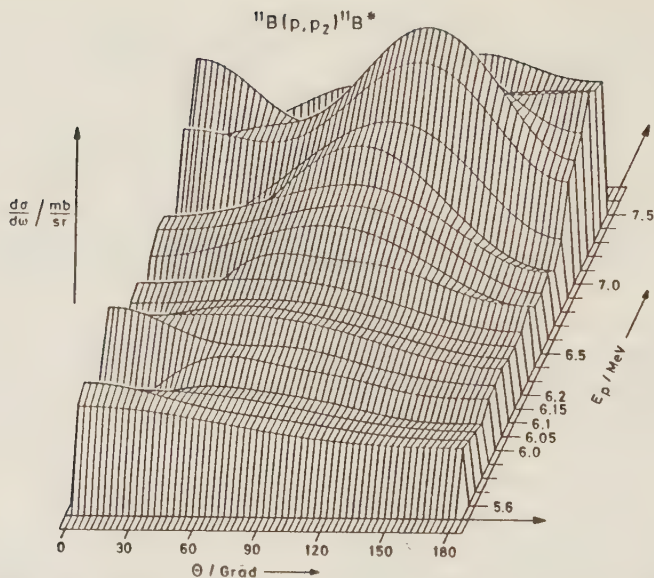
Figur 18: Legendre-Anpassung der α -Winkelverteilung bei 6,89 MeV ohne (links) α_0 und mit (rechts) Zwangspunkt unter $\theta = 0$ Grad.

unwesentlich modifiziert wurde, sind wir sicher, keinen groben Fehler begangen zu haben. Figur 18 zeigt einen Vergleich zweier Anpassungen mit und ohne Zwangspunkt.

c) $^{11}\text{B}(p, p_2)^{11}\text{B}(4,445 \text{ MeV})$

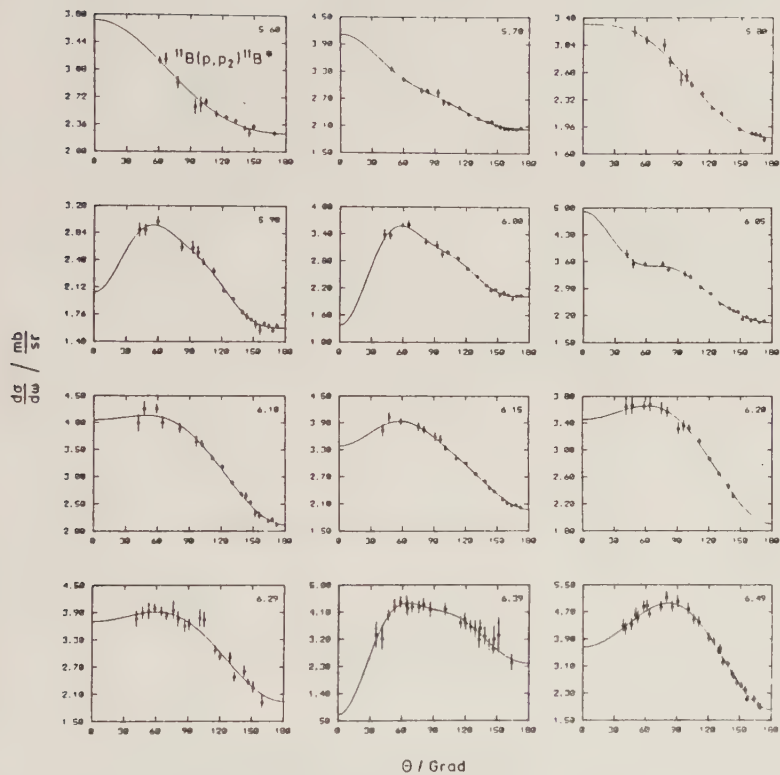
Einen Überblick über die Winkelverteilung der inelastischen Streuung zum zweiten angeregten Niveau in ^{11}B gibt Figur 19. Die Verläufe sind glatter als bei p_1 und α_0 und variieren erneut schwach, aber monoton mit der Energie. Die Sprünge im Wirkungsquerschnitt bei kleinen Winkeln ($\theta < 40^\circ$) treten auf, weil in diesem Bereich häufig keine Meßpunkte vorliegen, die das Fitprogramm in eine bestimmte Richtung zwingen. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in diesem Bereich kann deshalb nur bedingt akzeptiert werden. Das veranschaulicht auch Figur 20, die die Winkelverteilungen mit den Anpassungen im einzelnen zeigt. Insgesamt gesehen steigen die Wirkungsquerschnitte bis zu einem Maximum bei $E_p = 7,1 \text{ MeV}$ an und zeigen, von einer Ausnahme abgesehen, Asymmetrie um $\theta = 90^\circ$.

Figur 21 zeigt die Energieabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten. Zwar mußten zur Beschreibung der Winkelverteilungen Polynome bis zum Grad $L=6$ herangezogen werden, doch wurden solche Beiträge erst ab $E_p = 7,1 \text{ MeV}$ notwendig. Die höheren Koeffizienten $A_4 - A_6$ bleiben überdies durchweg klein und schwanken um Null. Der totale Wirkungsquerschnitt zeigt neben der auch bei p_1 und α_0 auftretenden Überhöhung bei $E_p = 6,1 \text{ MeV}$ einen breiten Pik bei $E_p = 7,1 \text{ MeV}$, in dessen linker Flanke sich ein weiterer

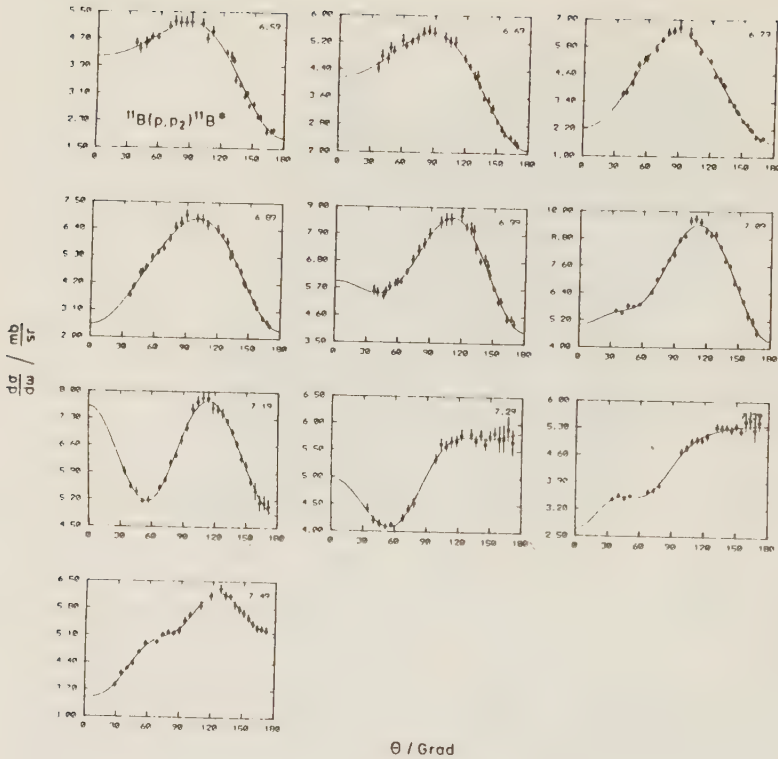


Figur 19: Energieabhängigkeit der p_2 -Winkelverteilungen

Buckel andeutet. An allen drei Stellen zeigen die Entwicklungskoeffizienten ebenfalls Extremalwerte. Bemerkenswert ist dabei der Sprung zwischen $E_p = 6,0$ MeV und $6,05$ MeV, der bei allen Koeffizienten auftaucht. Seine Lage ist gegenüber dem Maximum im totalen Wirkungsquerschnitt um 75 keV verschoben. Im Gebiet um $E_p = 6,8$ MeV werden die ungeraden Koeffizienten klein oder gehen durch Null, während A_2 ein starkes Minimum aufweist. Ein ähnlich extremes Verhalten dieses Koeffizienten konnten wir bei p_1 -Streuung und α_0 -Zerfall im gleichen Energiebereich beobachten. Die entsprechende Winkelverteilung zeigt als einzige Symmetrie um $\Theta = 90^\circ$ (vgl. Fig. 20a).



Figur 20 a-b: p_2 -Winkelverteilungen mit durchgezogenen Legendrepolynom Anpassungen; Zahlen in der rechten oberen Ecke: E_p/MeV .

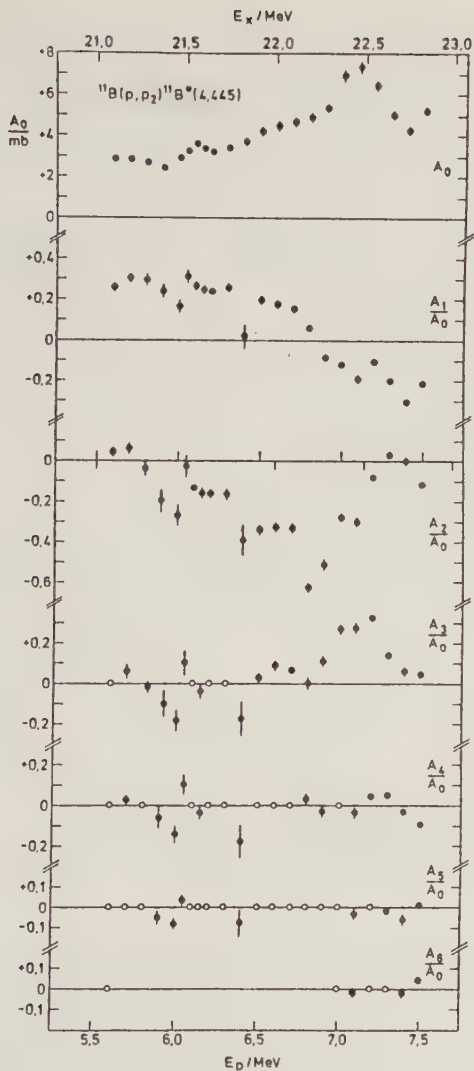


Figur 20 b

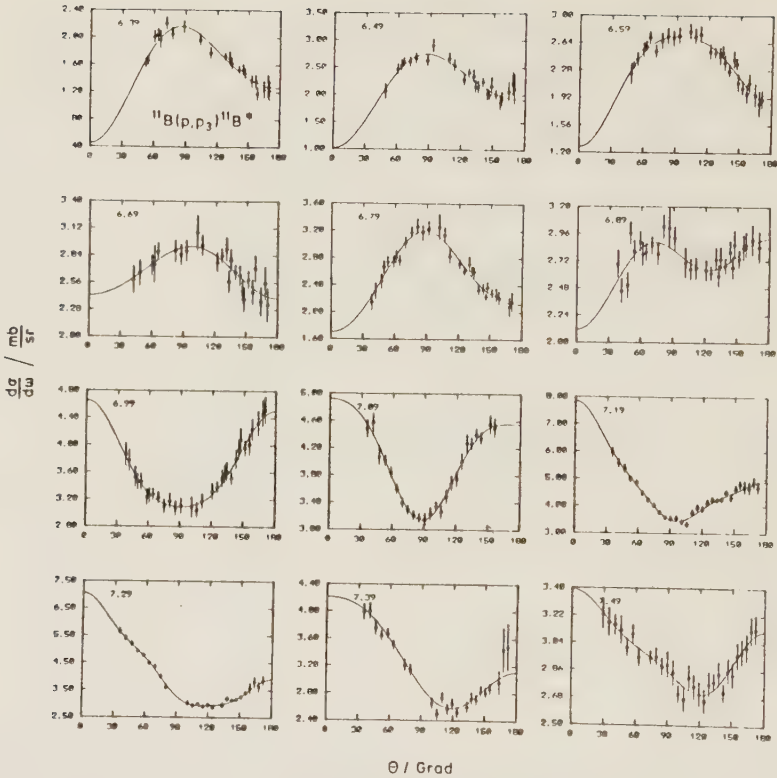
d) $^{11}\text{B}(p, p_3)^{11}\text{B}(5, 0.21 \text{ MeV})$

Die Winkelverteilungen der dritten inelastischen Streuung konnten erst ab $E_p = 6,39 \text{ MeV}$ sinnvoll ausgewertet werden. Bei kleineren Einschüßenergien war nämlich das Pik-zu-Untergrund-Verhältnis der entsprechenden p_3 -Linien im Spektrum in den Bereichen $\theta < 70^\circ$ und $\theta > 120^\circ$ so schlecht, daß die daraus resultierenden großen Integrationsfehler keine sinnvolle Aussage über die Form der Winkelverteilungen zuließen.

Die Meßdaten sind mit den Legendre-Anpassungen in Figur 22 dargestellt. Auffallend ist hier der Strukturwechsel, der sich zwischen $E_p = 6,8 \text{ MeV}$ und $7,0 \text{ MeV}$ vollzieht. In diesem

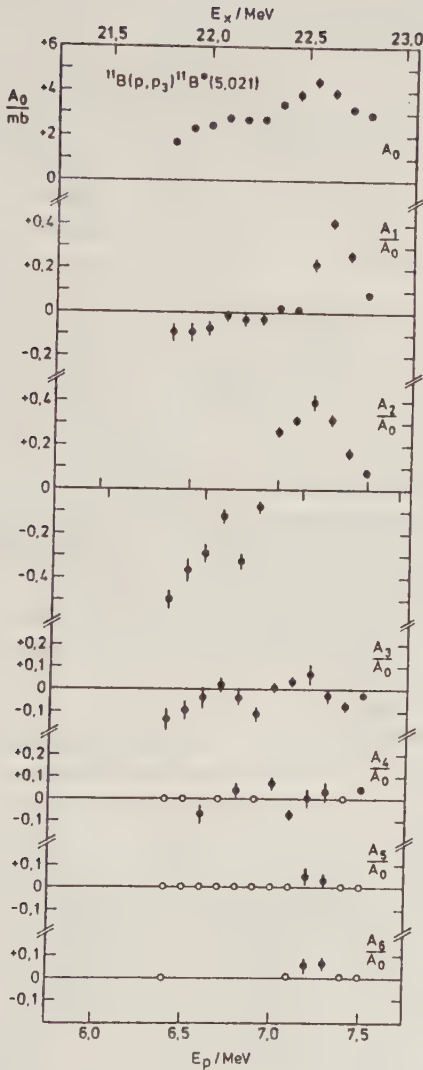


Figur 21: Energieabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten für die p_2 -Streuung; die offenen Kreise geben an, daß diese Koeffizienten für die beste Anpassung nicht benötigt wurden.



Figur 22: p_3 -Winkelverteilungen mit durchgezogenen Legendrepolynom-Anpassungen; Zahlen in der linken oberen Ecke: E_p/MeV

Bereich klappt die Form der Winkelverteilung regelrecht um und geht von einer aufrecht stehenden Glockenverteilung in eine durchhängende über mit Extremwerten bei jeweils $\theta = 90^\circ$. Ein Blick auf die Legendre-Koeffizienten (Fig.23) zeigt, daß in diesem Bereich offenbar ein Wechsel in der Vorherrschaft zweier konkurrierender Niveaus auftritt. Der Koeffizient A_0 weist resonanzartige Strukturen bei $E_p = 6,7 \text{ MeV}$ und $7,2 \text{ MeV}$ auf, die sich bei etwa $6,9 \text{ MeV}$ maximal überlagern. An dieser Stelle gehen auch die Koeffizienten A_1 und A_2 von negativen zu positiven Werten über. Alle übrigen Koeffizienten bleiben,



Figur 23:

Energieabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten für die p_3 -Streuung; die offenen Kreise geben an, daß diese Koeffizienten für die beste Anpassung nicht benötigt wurden.

verglichen mit diesen beiden, schwach, und nur A_3 zeigt zwei deutliche Strukturen, die mit den A_0 -Maxima korreliert sind. Da A_1 und A_2 in verstärktem Maße ein gleiches Verhalten zeigen, ist in diesem Bereich kein Vorab-Ausschluß niedriger Compound-drehimpulse möglich. Bemerkenswert ist noch, daß das deutlich ausgeprägte Maximum im totalen Wirkungsquerschnitt bei $E_p = 7,2$ MeV gegenüber dem in der p_2 -Streuung um 100 keV verschoben ist.

e) Zusammenfassende Diskussion

Fassen wir die Erkenntnisse der Legendrepolynom-Entwicklung zusammen, so können wir generell drei Ergebnisse festhalten. Einmal stützt die geringe Zahl der notwendigen Legendrepolynome sowie die Struktur und Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen die Compound-Hypothese. Zum anderen zeigt der Verlauf der A_0 -Koeffizienten in verschiedenen Ausgangskanälen korrelierte Strukturen, die auf Resonanzen im Kern ^{12}C hindeuten. Bei vergleichender Betrachtung der ungeraden Entwicklungskoeffizienten muß jedoch die Annahme isolierter Resonanzniveaus verworfen werden. Und drittens sitzen alle Strukturen auf einem hohen Untergrund, dessen Eigenschaften in einer weitergehenden Analyse geklärt werden muß.

Zu einem detaillierteren Vergleich mit den bereits bekannten Daten beziehen wir uns auf Figur 1 (S. 2). In dem untersuchten Energiebereich sind dort sieben Niveaus angegeben. Der energetisch niedrigste Zustand bei $E_x = 20,24$ MeV ($E_p = 4,67$ MeV) ist deutlich in der p_1 -Streuung zu erkennen, während im α_0 -Zerfall keine signifikante Struktur auftritt. Da im α_0 -Kanal nur Zustände natürlicher Parität beobachtet werden können (s. Kap. 5a), deutet das auf ein Niveau mit unnatürlicher Parität hin. Das bei $E_x = 20,5$ MeV ($E_p = 4,96$ MeV) angegebene 3^+ -Niveau darf aus denselben Paritätsgründen im α_0 -Kanal nicht auftreten. Aber auch in der inelastischen Streuung, die dieser Beschränkung nicht unterliegt, finden wir keine Anzeichen dafür im totalen Wirkungsquerschnitt. Dagegen tritt das Niveau bei $E_x = 20,6$ MeV ($E_p = 5,07$ MeV) deutlich hervor. Der vorgeschlagene Drehimpuls $J^\pi = 3^-$ ist in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung $J \geq 2$,

und die Parität verträgt sich mit der starken Evidenz dieser Resonanz im α_0 -Kanal. Der angegebene Isospin $T=1$ widerspricht nur scheinbar dem α -Zerfall, wie eine spätere Resonanzanalyse zeigen wird (s.Kap.6).

Im Bereich der nächsten angegebenen Resonanz bei $E_x=20,98$ MeV ($E_p=5,48$ MeV) geht der totale Wirkungsquerschnitt für p_1 -Streuung und α_0 -Zerfall durch ein Minimum. Nur in der p_2 -Streuung, die erst ab $E_p=5,6$ MeV gemessen werden konnte, scheint sich eine Überhöhung anzudeuten (Fig.21). Außerdem zeigen die übrigen Legendre-Koeffizienten auch im p_1 - und α_0 -Kanal in diesem Bereich korrelierte Extremwerte.

Die Resonanz bei 21,6 MeV ($E_p=6,15$ MeV) ist im totalen Wirkungsquerschnitt aller drei untersuchten Kanäle zu beobachten. Dagegen weisen die beiden Resonanzen bei $E_x=21,96$ MeV ($E_p=6,54$ MeV) und 22,5 MeV ($E_p=7,14$ MeV) in der p_1 -Streuung keine signifikante Struktur auf. Letztere kann jedoch in den p_2 - und p_3 -Kanälen nachgewiesen werden, während die vorgenannte nur im α_0 -Kanal und in der p_2 -Streuung aufzutreten scheint. Das entsprechende Maximum im totalen p_3 -Wirkungsquerschnitt ist signifikant um 100 keV zu höheren Energien hin verschoben. Die starken A_1 - und A_2 -Koeffizienten sind mit der Drehimpulszuordnung $J^\pi=1^-$ gut verträglich.

5. Drehimpulsanalyse der Winkelverteilungen

a) Allgemeines

Wenn wir Aussagen über die an der Reaktion beteiligten Drehimpulse machen wollen, dann müssen wir bei der Legendre-polynom-Entwicklung die Drehimpulsabhängigkeit der Entwicklungskoeffizienten explizit berücksichtigen. Grundsätzlich kann man dazu von dem bei Blatt und Biedenharn (BLA52) angegebenen Ausdruck ausgehen und diesen gemäß vereinfachender Voraussetzungen abändern. So ist es z.B. notwendig, die unendliche Summe über die Compounddrehimpulse J auf wenige Beiträge zu beschränken, um in praxi überhaupt rechnen zu können. Das von uns angewandte Verfahren richtet sich nach einer Beschreibung von Wilkinson (WIL66, BIE53), die der von Blatt und Biedenharn entspricht, jedoch den Vorteil besitzt, programmiertechnisch besser anwendbar zu sein.

Um die gewählte Darstellung zu erläutern, legen wir zuvor die Drehimpulsbezeichnung fest. Der Spin $\vec{I}$ des einfallenden Protons koppelt mit dem Spin $\vec{I}$ des ^{11}B -Targetkerns zum Kanalspin $\vec{s}$ im Eingangskanal. Dieser bildet zusammen mit dem Relativbahndrehimpuls $\vec{l}$ den Compounddrehimpuls $\vec{J}$. Beim Zerfall in den Ausgangskanal addieren sich die Spins $\vec{I}'$ des Restkerns und $\vec{I}'$ des beobachteten Teilchens zum Ausgangskanalspin $\vec{s}'$, der dann mit dem Relativbahndrehimpuls $\vec{l}'$ zu $\vec{J}$ koppelt.

$$\vec{s} = \vec{I} + \vec{I} \quad , \quad \vec{s}' = \vec{I}' + \vec{I}'$$

$$\vec{s} + \vec{l} = \vec{J} = \vec{s}' + \vec{l}'$$

In allen untersuchten Reaktionen liegt der Eingangskanal mit $^{11}\text{B}+p$ fest. Für ^{11}B im Grundzustand ist $i=1/2$ und $I=3/2$ (Fig.24).

E_x MeV	J^π
6.743	$7/2^-$
5.021	$3/2^-$
4.445	$5/2^-$
2.125	$1/2^-$
	$3/2^-$

^{11}B

Figur 24:
Ausschnitt aus dem
Energieniveauschema
für ^{11}B (nach AJZ75)

Je nach Kopplungsart
gibt es somit für den
Eingangskanal die beiden
Möglichkeiten $s=1$ oder
 $s=2$.

Für die Eingangskanalparität ergibt sich

$$\pi(s) = \pi(p) \pi(^{11}\text{B}) = (+1)(-1) = -1$$

Da die Relativbahndrehimpulsfunktionen (Kugelflächenfkt.) die Parität

$$\pi(l) = (-1)^l$$

besitzen, folgt bei Paritätserhaltung für den Compoundkern

$$\pi(J) = \pi(s) \pi(l) = (-1)^{l+1}.$$

Im Ausgangskanal hängen Kanalspin und Parität von der beobachteten Reaktion ab:

$$^{11}\text{B}(p, p_1) ^{11}\text{B}(2, 125 \text{ MeV}): I'=1/2^-, s'=0 \text{ oder } 1, \pi(s')=-1$$

$$^{11}\text{B}(p, p_2) ^{11}\text{B}(4, 445 \text{ MeV}): I'=5/2^-, s'=2 \text{ oder } 3, \pi(s')=-1$$

$$^{11}\text{B}(p, p_3) ^{11}\text{B}(5, 021 \text{ MeV}): I'=3/2^-, s'=1 \text{ oder } 2, \pi(s')=-1$$

$$^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}(g.s.): I'=0^+, s'=0, \pi(s')=+1$$

Beim α_0 -Zerfall liegt $s'=0$ im Ausgangskanal fest. Während bei der inelastischen Streuung für die Compoundkernparität die symmetrische Beziehung

$$(-1)^{l+1} = \pi(J) = (-1)^{l'+1}$$

gilt, haben wir beim α_0 -Zerfall

$$(-1)^{l+1} = \pi(J) = (-1)^{l'}$$

Wegen $J=l'$ können deshalb beim α_0 -Zerfall nur Resonanzen mit natürlicher Parität,

$$\pi(J) = (-1)^J,$$

beobachtet werden. Gibt man für den Reaktionsablauf Compound-drehimpulse vor, so werden die möglichen Relativbahndrehimpulse von vornherein durch die Forderung nach Drehimpuls- und Paritätserhaltung eingeschränkt.

b) Anpassung mit einer isolierten Resonanz

Die Beschreibung der Winkelverteilungen unter der Annahme einer isolierten Resonanz im Compoundkern ^{12}C kann nur zum Erfolg führen, wenn die Meßdaten symmetrisch um 90° sind. Unter allen

gemessenen α_0 -Winkelverteilungen ist aber nur eine symmetrisch, bei $E_p = 4,89$ MeV und damit 200 keV unterhalb des Maximums im totalen Wirkungsquerschnitt. Da dort die p_1 -Daten ebenfalls Symmetrie um 90 Grad zeigen, haben wir versucht, beide Winkelverteilungen unter der Annahme eines gemeinsamen Niveaus, d.h. mit gleichen Drehimpulsdaten für Compoundspin und Eingangskanal, zu beschreiben.

Im einfachsten Fall können wir von einer "reinen Kombination" ausgehen, d.h. eindeutig definierten Drehimpulswerten s, ℓ, J, ℓ' und s' . Mit dem Drehimpulsschema

$$s \ell J \ell' s'$$

lautet dann der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = A \sum_L F_L(\ell, s, J) F_L(\ell', s', J) P_L(\cos\Theta) ,$$

$$F_L(\ell, s, J) = \frac{2\ell(\ell+1)}{2\ell(\ell+1) - L(L+1)} (-1)^{s-J-1} \sqrt{2J+1} (2\ell+1) \\ \langle \ell \ell 1 -1 | L 0 \rangle W(JJ\ell\ell; Ls) ,$$

$$\langle i j i_z j_z | J J_z \rangle \equiv \text{Clebsch-Gordon-Koeffizient} \quad \text{und}$$

$$W(abcd; ef) \equiv \text{Racah-Koeffizient} .$$

Die Funktionen F_L verschwinden für ungerade L und sind 1 für $L=0$. Die Konstante A ist ein Fitparameter, der die absolute Höhe der Winkelverteilung anpaßt.

Diese einfache Annahme einer "reinen" Drehimpulsverteilung führt jedoch nicht zum Erfolg. Das ist auch nicht verwunderlich, da schon im Eingangskanal zwei Kanalspins und zwei Relativbahndrehimpulse möglich sind, deren Mischung nicht allgemein ausgeschlossen werden kann. Auch der nächste einfache Ansatz, der die inkohärente Überlagerung der erlaubten Kanalspins im Eingangskanal, $s_1=1$ und $s_2=2$, nach dem Drehimpulsschema

$$\begin{matrix} s_1 \\ s_2 \end{matrix} \ell J \ell' s'$$

zuläßt, kann die Meßdaten nicht zufriedenstellend wiedergeben. Erst wenn wir zusätzlich die Interferenz der Bahndrehimpulse im Eingangskanal zulassen, erhalten wir eine gute Anpassung der α_0 -Daten. Mit dem Drehimpulsschema

$$\begin{array}{ccccccc} s_1 & \ell_1 & & & & & \\ & & J & \ell' & s' & & \\ s_2 & \ell_2 & & & & & \end{array}$$

läßt dann der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = A_1 W_1(\theta) + A_2 W_2(\theta) \quad \text{mit}$$

$$W_1(\theta) = \sum_L \{ F_L(\ell_1, s_1, J) + B_1 F_L(\ell_2, s_1, J) + \sqrt{B_1} \cos \alpha_1 G_L(\ell_1 \ell_2 s_1 J) \} F_L(\ell', s', J) P_L(\cos \theta) \quad .$$

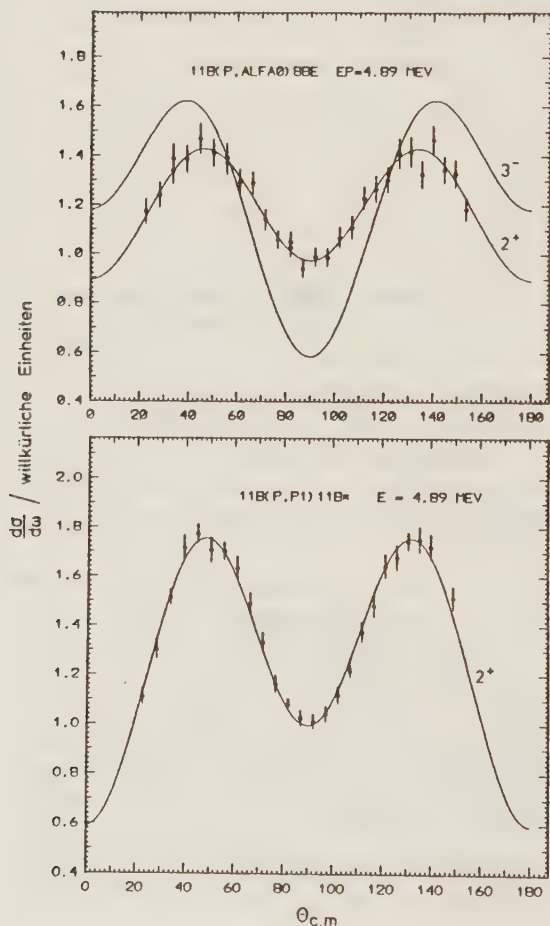
Der Wirkungsquerschnitt setzt sich inkohärent aus zwei Beiträgen für die einzelnen Kanalspins zusammen. Die Parameter A_1 geben die Intensitäten dieser Beiträge an. Jeder Kanalspinanteil enthält wiederum drei Terme, jeweils einen für die beiden interferierenden Bahndrehimpulse und ein Interferenzglied. Dabei gibt der Parameter B_1 die relative Stärke des ℓ_2 -Beitrages verglichen mit dem Bahndrehimpuls ℓ_1 an, während α_1 die Interferenzphase darstellt. Die Funktion G_L des Interferenzterms verschwindet für ungerade L und ist definiert durch

$$G_L(\ell_1 \ell_2 s J) = (-1)^{J-s} \{ (2J+1)(2\ell_1+1)(2\ell_2+1) \}^{1/2} \langle \ell_1 \ell_2 00 | L 0 \rangle W(J \ell_1 \ell_2; L s) \quad .$$

Diese Beschreibung, die beim α_0 -Zerfall mit eindeutigem Ausgangskanal vollständig ist, kann die Winkelverteilung nicht unter der Annahme eines 3^- -Zustandes wiedergeben. Eine gute Anpassung gelingt allein mit der Annahme $J^\pi = 2^+$. Dieses Ergebnis überrascht, da in diesem Energiebereich nach Literaturangaben die starke 3^- -Resonanz bei $E_x = 20,6$ MeV vorherrschen

sollte (AJZ75); es kann jedoch in der weitergehenden Analyse erklärt werden (vgl. Kap. 5c). Einen Eindruck von der Güte der Anpassung gibt Figur 25a, in die zum Vergleich der beste Fit mit einem 3^- -Niveau eingezeichnet ist. Die 2^+ -Anpassung gelingt mit der Drehimpulskombination

$$\begin{array}{ccccc} 1 & 1 & & & \\ & & 2^+ & 2 & 0 \\ 2 & 3 & & & \end{array}$$



(a)

Figur 25:
Anpassungen der Winkelverteilungen bei $E_p = 4,89$ MeV mit einem isolierten Niveau. Bei der α_0 -Verteilung (a) gelingt nur mit $J^\pi = 2^+$ eine Anpassung. Mit diesem Wert kann auch die p_1 -Verteilung (b) beschrieben werden.

(b)

Bei der p_1 -Streuung kann die entsprechende Winkelverteilung durch einen solchen Ansatz mit eindeutig festgelegtem Ausgangskanal nicht beschrieben werden. Prinzipiell sind hier die Kanalspins $s'_1=0$ und $s'_2=1$ möglich. Da die Ausgangskanalparität aber negativ ist, müssen die Relativbahndrehimpulse ungerade sein, und das schließt $s'=0$ aus. Bei festem Kanalspin $s'_1=1$ können nur noch die Bahndrehimpulse interferieren, was zu einem Drehimpulsschema

$$\begin{array}{ccccccc} s_1 & l_1 & J_1 & l_1' & s' & 1 & 1 \\ s_2 & l_2 & J_2 & l_2' & & 2 & 3 \end{array} \quad \begin{array}{c} 2^+ \\ 3 \end{array} \quad \begin{array}{c} 1 \\ 3 \end{array} \quad 1$$

führt. Die Interferenz der Bahndrehimpulse im Ausgangskanal erhöht die Zahl der notwendigen Parameter von sechs auf zehn. Da aber in der Compoundvorstellung Bildung und Zerfall des Zwischenkerns unabhängig voneinander sein sollen, können wir bis auf die Absolutnormierung die Parameter des Eingangskanals aus dem α_0 -Fit übernehmen und so die Parameterzahl auf fünf reduzieren. Die Anpassung gelingt jetzt zufriedenstellend (Fig.25b). Es bleibt allerdings die Unstimmigkeit zwischen der 2^+ -Zuordnung und dem 3^- -Vorschlag anderer Autoren. Diese kann nur gelöst werden, wenn mindestens die Überlagerung zweier Niveaus unterschiedlicher Parität im Compoundkern ^{12}C zugelassen wird. Das gilt umso mehr, als beim α_0 -Zerfall alle übrigen, bei der p_1 -Streuung fast alle anderen Winkelverteilungen asymmetrisch um 90 Grad sind.

c) Überlagerung zweier Resonanzen

Die Überlagerung zweier Compoundkernniveaus können wir im einfachsten Fall durch zwei interferierende "reine Kombinationen" gemäß dem Drehimpulsschema

$$\begin{array}{ccccccc} s & l_1 & J_1^{\pi_1} & l_1' & s' & & \\ & l_2 & J_2^{\pi_2} & l_2' & & & \end{array}$$

beschreiben. Dazu werden drei Parameter benötigt, die Stärke der einzelnen Drehimpulszweige und eine Interferenzphase. Da die drehimpulsunabhängige Legendrepolynom-Analyse jedoch ge-

zeigt hat, daß die meisten Winkelverteilungen mindestens Polynome vom Grad $L=4$, d.h. fünf Parameter erforderten, kann eine solche einfachste Beschreibung nicht ausreichen. Andererseits haben die Anpassungen der symmetrischen Winkelverteilungen mit einem Niveau gezeigt, daß im Eingangskanal eine Mischung der Kanalspins auftritt. Wir haben deshalb zusätzlich die Mischung der beiden möglichen Kanalspins im Eingangskanal zugelassen, was auf eine Beschreibung nach folgendem Schema führt:

$$\begin{array}{ccccc} & \ell_1 & J_1^{\pi_1} & \ell_1' & \\ s_A & & & & s' \\ s_B & & & & \\ & \ell_2 & J_2^{\pi_2} & \ell_2' & \end{array} \quad (2)$$

Der zugehörige Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt setzt sich additiv aus beiden Beiträgen für die Eingangskanalspins zusammen. Diese wiederum enthalten je einen Term für die einzelnen Compounddrehimpulszweige und ein Interferenzglied:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = I_1 W_1(\theta, s=1) + I_2 W_2(\theta, s=2) \quad (3)$$

$$W_1(\theta) = \sum_L \{ F_L(\ell_1, s, J_1) F_L(\ell_1', s', J_1) + p_1 F_L(\ell_2, s, J_2) F_L(\ell_2', s', J_2) + 2\sqrt{p_1} \cos\beta_1 G_L(\ell_1, \ell_2, \ell_1', \ell_2', s, s', J_1, J_2) \} P_L(\cos\theta) .$$

Die Funktion F_L wurde bereits oben angegeben (1). Für die Funktion G_L des Interferenzterms gilt

$$G_L(\ell_1, \ell_2, \ell_1', \ell_2', s, s', J_1, J_2) = \quad (4)$$

$$(-1)^Z \{ (2J_1+1)(2J_2+1)(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell_1'+1)(2\ell_2'+1) \}^{1/2} \langle \ell_1 \ell_2 00 | L0 \rangle \langle \ell_1' \ell_2' 00 | L0 \rangle W(J_1 J_2 \ell_1 \ell_2; Ls) W(J_1 J_2 \ell_1' \ell_2'; Ls')$$

$$\text{mit } Z = \ell_1 + \ell_2 + \ell_1' + \ell_2' - s - s' + J_1 + J_2 .$$

Die Zusatzbedingung

$$G_L=0, \text{ wenn } \begin{cases} \pi_1 \pi_2 = 1 \text{ und } L=0,1,3,5,\dots \\ \pi_1 \pi_2 = -1 \text{ und } L=0,2,4,6,\dots \end{cases}$$

sorgt dafür, daß die Winkelverteilungen bei der Überlagerung zweier Niveaus gleicher Parität symmetrisch um 90 Grad sind. Bei dieser Beschreibung werden sechs Parameter benötigt, nämlich für jeden Kanalspinzweig i eine Gesamtintensität I_i , die Stärke p_i des Drehimpulses J_2 relativ zu J_1 und die Interferenzphase β_i . Eine weitere Verfeinerung des Modells durch Bahndrehimpulsinterferenzen treibt die notwendige Parameterzahl drastisch in die Höhe. Läßt man nur die Interferenz zweier Bahndrehimpulse im Eingangskanal eines Niveauezweiges zu, so werden schon zehn Parameter benötigt. Zwar gelingen naturgemäß mit wachsender Zahl bessere Anpassungen, doch bei im Mittel zwanzig Meßpunkten wird die Signifikanz der physikalischen Aussage immer fragwürdiger. Wir haben uns deshalb auf den angegebenen Fall zweier reiner Verteilungen mit Kanalspinmischung im Eingangskanal beschränkt.

Die optimale Anpassung der dabei notwendigen sechs Parameter an die Meßdaten haben wir im Minimum des χ^2 -Ausdruckes (s.S.25) angenommen, das mit Hilfe des Computerprogramms CURFIT (BEV69) aufgesucht wurde. Dieses Programm benutzt zwei Verfahren zur Minimumsuche. Weit vom Minimum entfernt folgt eine Gradientenmethode dem steilsten Abfall des χ^2 -Weges und bewirkt so eine rasche Annäherung an den Minimalwert. In der Nähe des Minimums wird diese Methode jedoch ineffektiv, und das Programm schaltet daher auf ein Verfahren um, in dem die Fitfunktion linearisiert wird (Taylor-Ansatz) und das eine schnellere, optimalere Suche des tiefsten χ^2 -Werts gestattet. Diese kombinierte Minimumsuche des Programms CURFIT hat den großen Vorteil, schnell verglichen mit anderen Verfahren zu sein, die nur eine Methode benutzen. Schon nach etwa zehn Schritten wurde in der Regel das Minimum erreicht, und das ist sehr wichtig bei der Vielzahl zu untersuchender Daten. Andererseits müßten wir aber feststellen, daß das Programm leicht in Nebenminima gerät, wenn solche existieren. Dabei hängt das erreichte Minimum von der

Wahl der Startparameter ab. Wir haben deshalb bei jeder Anpassung die Startparameter variiert, um das absolute Minimum zu finden. Da die Winkelverteilungen ihre Form stetig mit der Energie verändern und demnach auch die Parameter der theoretischen Beschreibung keine sprunghaften Veränderungen aufweisen sollten, wurden außerdem die Winkelverteilungen eines Ausgangskanals nach aufeinanderfolgenden Energien untersucht. Die Fitparameter einer Winkelverteilung bildeten dabei zugleich eine der Startkombinationen für die Anpassung des energetisch nächstfolgenden Datensatzes. Die Parameter, die zu den auf diese Weise gefundenen absoluten Minima gehören, zeigen dann auch eine stetige Energieabhängigkeit. Das gilt allerdings nur dann, wenn die Meßdaten durch die Fitfunktion zufriedenstellend wiedergegeben werden.

Mit diesem Verfahren haben wir jede Winkelverteilung mit allen Drehimpulskombinationen getestet, die nach der Dreiecksregel möglich sind. Danach muß jedes der sechs Drehimpulstripel, bestehend aus Kanalspin s , Bahndrehimpuls l und Compounddrehimpuls J die Ungleichung

$$|l - s| \leq J \leq l + s$$

erfüllen.

Die Ergebnisse, die primär aus den Untersuchungen folgen, sind in keinem Fall eindeutig. Greift man eine Winkelverteilung heraus, so können immer mehrere Compounddrehimpulskombinationen die Meßdaten zufriedenstellend wiedergeben. Da wir grundsätzlich die Möglichkeit nicht ausschließen können, daß eine Kombination nur zufällig ein gutes Ergebnis liefert, haben wir zusätzlich gefordert, daß geeignete Kombinationen mehrere, aufeinanderfolgende Winkelverteilungen beschreiben können müssen, und zwar deswegen, weil die Resonanzen in dem untersuchten Energiebereich typischerweise einige hundert keV breit sind und damit von mehreren Winkelverteilungen (Energieschrittweite 50-100 keV) erfaßt werden. Die Zahl der möglichen Drehimpulskombinationen wird dadurch zwar eingeschränkt, doch in der Regel bleiben immer noch mehrere Möglichkeiten offen. Um eindeutige Aussagen machen zu können, haben wir deshalb die Intensitäten der beiden interferierenden Compounddrehimpulse

bestimmt und deren Energieabhängigkeit untersucht. Nach der Gleichung (3) ergibt sich für den winkelintegrierten totalen Wirkungsquerschnitt der Ausdruck

$$\sigma_T = 4\pi A_0 = 4\pi(I_1 + p_1 I_1 + I_2 + p_2 I_2) . \quad (5)$$

Den Koeffizienten A_0 können wir in zwei Anteile aufspalten, die Intensitäten der beiden überlagernden Niveaus, und erhalten

$$\sigma_T = 4\pi(I_1 + I_2 + p_1 I_1 + p_2 I_2) = 4\pi(I(J_1^{\pi_1}) + I(J_2^{\pi_2}))$$

mit
$$I(J_1^{\pi_1}) = I_1 + I_2 \quad \text{und} \quad I(J_2^{\pi_2}) = p_1 I_1 + p_2 I_2 .$$

Die Fehler der Intensitäten setzen sich aus den Fehlern der Fitparameter I_1 , I_2 , p_1 und p_2 zusammen. Diese lassen sich unter der Annahme bestimmen, daß die Parameter im Minimum der χ^2 -Funktion voneinander unabhängig sind. Dann erhöht sich der χ^2 -Wert um eins, wenn man einen Parameter a um seinen Fehler Δa verändert (BEV69):

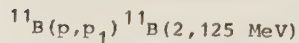
$$\chi^2(a + \Delta a) = \chi^2(a) + 1 .$$

Diese Bedingung wurde von uns zur Fehlerbestimmung herangezogen, indem wir im Minimum des χ^2 die Fitparameter einzeln so weit variierten, bis der Wert der χ^2 -Funktion um eins zunahm. Dabei zeigten die resultierenden Fehler insofern ein vernünftiges Verhalten, als sie bei guter Anpassung der Meßdaten klein wurden, bei mäßiger Wiedergabe dagegen häufig groß waren. Außerdem sind die Fehler der Parameter eines Drehimpulszweiges immer dann klein gegen die des anderen, wenn der entsprechende Compounddrehimpuls stark dominiert, ein Verhalten, das man auch bei den beiden Kanalspinanteilen wiederfinden kann. Der schwache Zweig trägt dann so wenig zum Wirkungsquerschnitt bei, daß selbst große Variationen (bis zu mehreren hundert Prozent) keine signifikanten Änderungen des Wirkungsquerschnitts bewirken. Allgemein muß dabei angemerkt werden, daß diese Methode der Fehlerbestimmung nur dann vernünftig ist, wenn die Anpassung der Fitfunktion zufriedenstellend gelingt, d.h. wenn das durch die Zahl der Freiheitsgrade dividierte χ^2 in der Nähe von eins liegt. Bei schlechter Reproduktion der Meßdaten ist der χ^2 -Wert

in der Regel so groß, daß eine Änderung um eins nur einen geringen Effekt bringt. Die Fehler können in solchen Fällen unnatürlich kleine Werte annehmen.

Wenn wir nun die erhaltenen Intensitäten zweier konkurrierender Compoundniveaus miteinander vergleichen, so sollte folgendes Verhalten zu erwarten sein: Immer dann, wenn ein Drehimpuls J^π hauptsächlich für eine Resonanz verantwortlich ist, muß die entsprechende Intensität die Resonanzstruktur wiedergeben, während der jeweilige Partner einen unsignifikanten Untergrundverlauf zeigt. Wir werden sehen, daß dieses Verhalten in einigen Fällen gut zu beobachten ist.

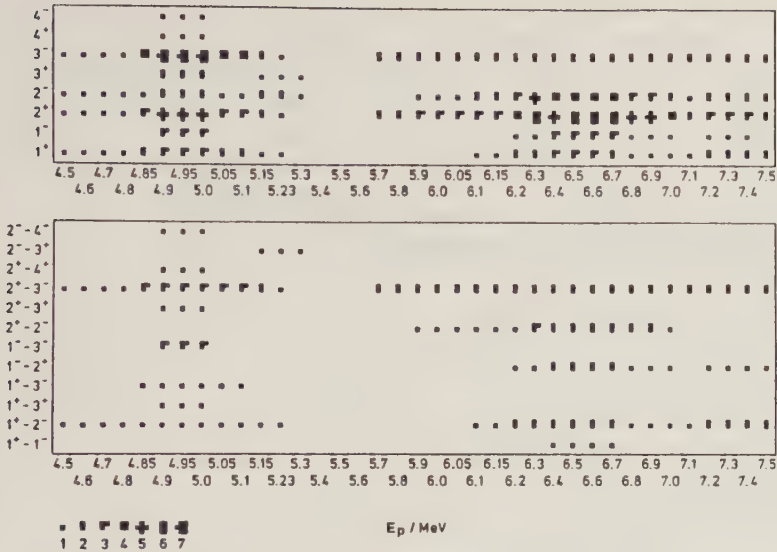
d) Betrachtung der einzelnen Ausgangskanäle



Unabhängig von der soeben aufgestellten Forderung an den relativen Verlauf der Intensitäten in einer Drehimpulskombination zeigt Figur 26 die Häufigkeiten, mit denen einzelne Drehimpulse (oben) bzw. Drehimpulskombinationen (unten) auftreten. Im oberen Teil der Figur sind die Drehimpulse von 1^+ bis 4^- gegen die Energien aufgetragen, bei denen Winkelverteilungen gemessen wurden. Die Protoneneinschußenergien der Abszisse sind dabei, bis auf eine Ausnahme bei $E_p = 5,23 \text{ MeV}$, auf volle 50 keV aufgerundet worden. Die einzelnen Häufigkeiten ergeben sich aufgrund der Schwärzung aus dem Schlüssel am unteren Rand der Figur.

Bei der Auswahl der Kombinationen haben wir uns auf solche beschränkt, bei denen der Relativbahndrehimpuls ℓ' im Ausgangskanal auf $\ell' \leq 4$ beschränkt ist. Diese Einengung der möglichen Drehimpulse ist durch den Verlauf der Penetrabilitäten (Fig. 27b) gerechtfertigt, die für $\ell > 4$ sehr klein werden. Auf diese Penetrabilitäten und ihre Definition (vgl. Glg. 9a) werden wir später im Rahmen der Resonanzanalyse genauer eingehen. Sie sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß einzelne Partialwellen den Coulomb- und Drehimpulswall überwinden, sind aber nicht durch den Wert 1 nach oben beschränkt.

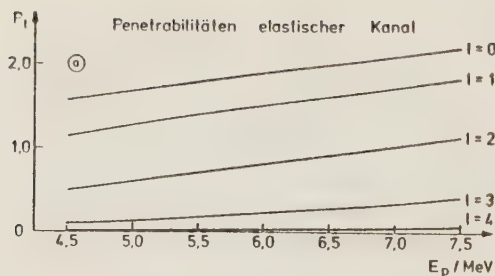
Betrachten wir nun die Häufigkeitsverteilung in Figur 26, so fallen drei Tatsachen sofort auf: Einmal klappt zwischen



Figur 26: Zusammenstellung der Häufigkeiten einzelner Amplituden (oben) und Kombinationen (unten) aus allen gelungenen Anpassungen der p_1 -Winkelverteilungen.

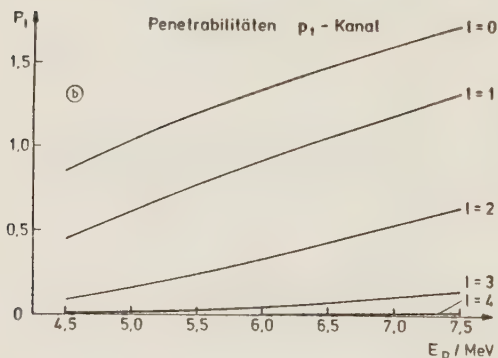
$E_p = 5,3$ MeV und $5,7$ MeV eine Lücke, d.h. in diesem Energiebereich können die Winkelverteilungen durch keine Kombination zweier Compounddrehimpulse beschrieben werden. Zum andern tritt eine Häufung der Beiträge um $E_p = 4,95$ MeV auf und drittens finden wir im gesamten Bereich massiert 2^+ -Beiträge, deren Häufigkeit nur im Bereich um $E_p = 5$ MeV von den 3^- -Anteilen übertroffen wird. Die Aufschlüsselung der Kombinationen im unteren Teil der Figur 26 zeigt, daß diese zahlreichen 2^+ -Anteile aufgrund vieler Kombinationen zustande kommen, die über einen großen Energiebereich gute Anpassungen der Winkelverteilungen liefern. Das trifft am stärksten für die Partner 2^+-3^- zu, die, abgesehen von der erwähnten Lücke, im gesamten Energiebereich auftreten.

Die Massierung der Einzelintensitäten im Bereich um $E_p = 4,95$ MeV liegt am nahezu symmetrischen Verlauf der Winkelverteilungen in diesem Gebiet. Dadurch können auch Kombinationen aus Drehimpulsen gleicher Parität die Daten gut beschreiben.



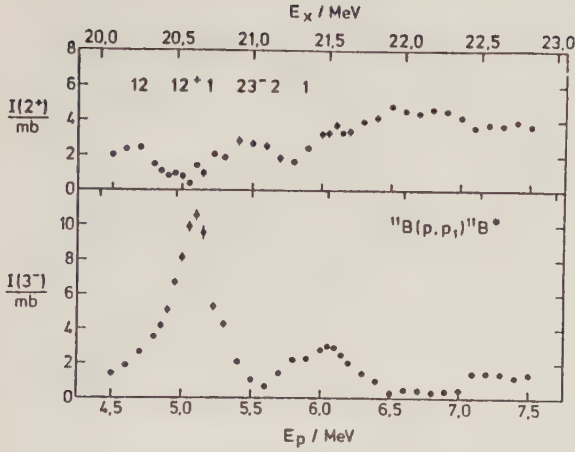
Figur 27:

Penetrabilitäten P_l für den elastischen (a) und den p_1 -Kanal (b). Definition der P_l in Gleichung 9a.



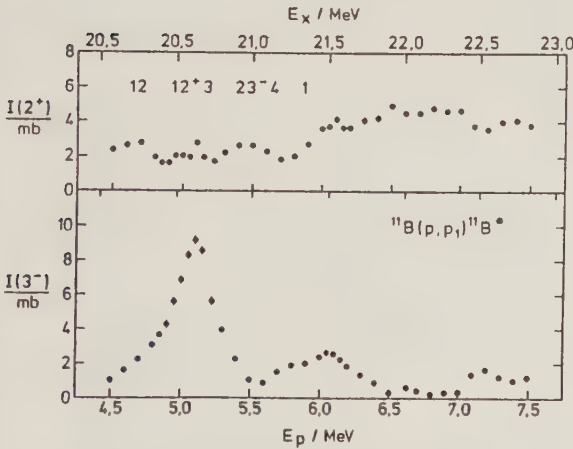
Bemerkenswert ist schließlich noch, daß Beiträge mit $J > 3$ kaum eine Rolle spielen und nur zweimal, in den symmetrischen Kombinationen 2^+-4^+ und 2^--4^- , vorkommen. Wählt man nun aus der in Figur 26 dargestellten Zahl geeigneter Drehimpulskombinationen die aus, bei denen ein Intensitätsverlauf Resonanzstrukturen zeigt, so bleiben nur fünf Kombinationen übrig, die wir im folgenden vorstellen wollen.

Zwei Beispiele für die am häufigsten vorkommende Kombination 2^+-3^- zeigt Figur 28. Wie in allen noch folgenden, gleichartigen Diagrammen sind die Intensitäten der interferierenden Compounddrehimpulse untereinander aufgetragen. Die Ordinate gibt die entsprechenden Stärken in Millibarn an, während die Abszisse unten die zugehörigen Protoneneinschußenergien E_p und oben die Anregungsenergien im Compoundkern ^{12}C zeigt. Wenn keine Fehlerbalken an die Meßpunkte gezeichnet sind, ist die Unsicherheit kleiner oder gleich der Punktgröße. Die Ziffernfolge im oberen



(a)

Figur 28:
Energieabhängig-
keit der Intensität
aus Kombinationen im
 p_1 -Kanal.



(b)

Teil steht für die angepaßte Drehimpulskombination und bedeutet gemäß dem früher definierten Schema (2) die Quantenzahlenfolge

$$s_A s_B \quad \ell_1 \quad J_1 \quad \ell_1' \quad \ell_2 \quad J_2 \quad \ell_2' \quad s' \quad .$$

Bei beiden Kombinationen zeigt die 3^- -Intensität klare Resonanzstrukturen bei $E_p = 5,1 \text{ MeV}$ und $6,05 \text{ MeV}$, während sich ein dritter Buckel bei $E_p = 7,2 \text{ MeV}$ andeutet. Die zugehörige 2^+ -Intensität ist ebenfalls nicht strukturlos, doch gleicht ihr

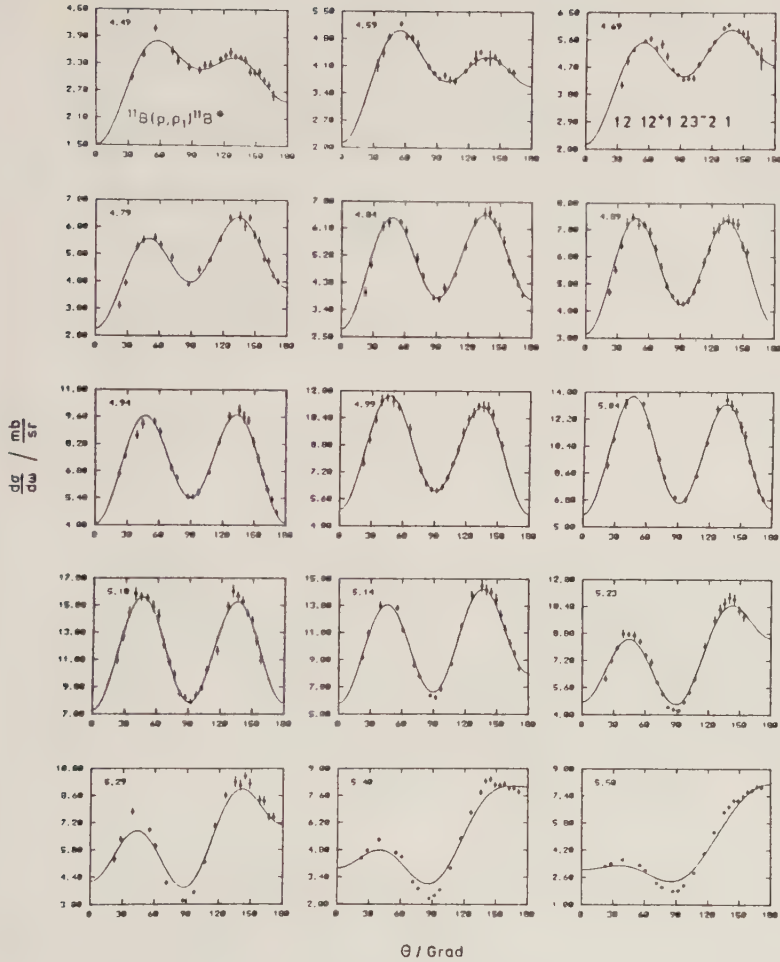
Verhalten eher dem eines gewellten Untergrundes, der mit wachsender Energie im Mittel leicht ansteigt. Abgesehen vom Resonanzbereich um $E_p = 5,1$ MeV übertrifft die 2^+ -Stärke den 3^- -Anteil deutlich und ist selbst bei der Resonanzstruktur um $E_p = 6,05$ MeV noch dominant.

Obwohl im Bereich $E_p = 5,3$ MeV - $5,6$ MeV die Anpassung der Winkelverteilungen nicht zufriedenstellend gelingt, haben wir die zugehörigen Intensitäten dennoch eingezeichnet, da sie sich in den Gesamtverlauf zufriedenstellend einfügen. Figur 29 zeigt exemplarisch die angepaßten Verteilungen für die obere Kombination und gibt einen Eindruck von der Güte der Fits. Dabei wird auch deutlich, daß bei den Winkelverteilungen um $E_p = 5,5$ MeV die Stärken des ersten Maximums und Minimums nicht wiedergegeben werden können (Fig. 29b).

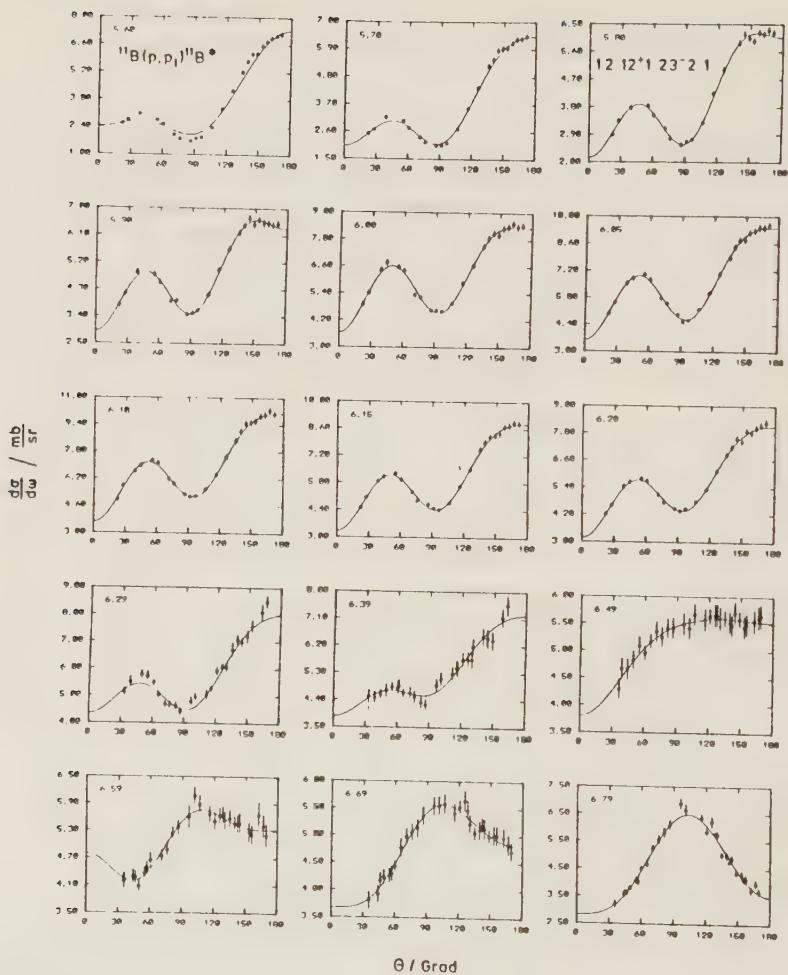
Im Bereich um $E_p = 4,7$ MeV ($E_x = 20,3$ MeV) treten in zwei Drehimpulskombinationen ausgeprägte Strukturen auf. Einmal ist die 2^- -Intensität resonant gegenüber dem 2^+ -Partner (Fig. 30), zum andern zeigt der 1^+ -Anteil im direkten Vergleich mit 2^- eine Überhöhung in seinem Verlauf (Fig. 31). Ein visueller Vergleich der Anpassungen (Fig. 32) zeigt außerdem, daß die letztgenannte Kombination die Winkelverteilungen besser wiedergeben kann. Die starke resonanzartige Struktur bei $E_p = 5,1$ MeV wird in dieser Kombination von dem 2^- -Anteil übernommen (Fig. 31).

Die 1^+ -Intensität weist bei höheren Energien zwei breite Strukturen um $E_x = 21,5$ MeV und $22,3$ MeV auf. Der 2^- -Partner dagegen zeigt im Gebiet dazwischen ein ausgeprägtes Maximum. Dieses Verhalten der 2^- -Intensität um $E_x = 22$ MeV finden wir noch in zwei anderen Kombinationen in Verbindung mit 2^+ -Anteilen (Fig. 30 und 33). In beiden Fällen bleibt die 2^+ -Intensität um $E_x = 22$ MeV relativ glatt und bildet erst um $E_x = 22,3$ MeV eine gepikte Struktur. Oberhalb von $E_x = 22,5$ MeV sind keine guten Anpassungen mehr möglich.

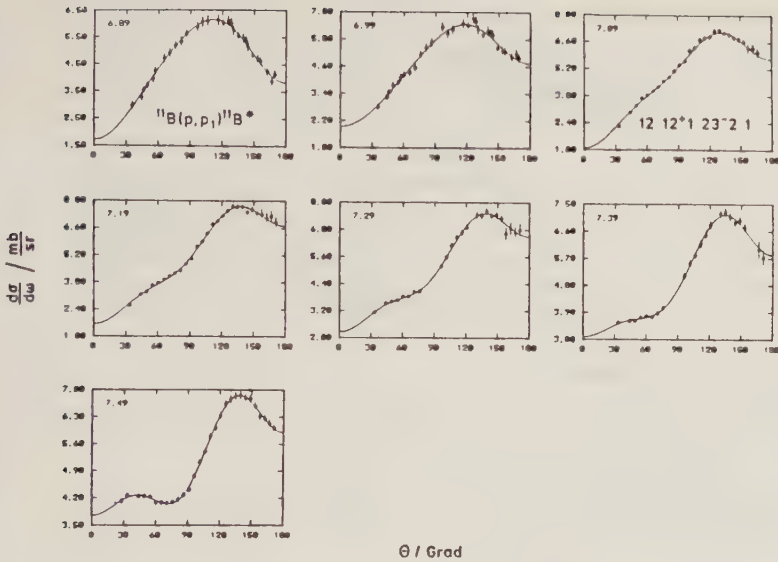
Nur in einem einzigen Fall zeigt eine 1^- -Intensität ein resonanzartiges Verhalten (Fig. 34). Die stark ausgeprägte, breite Struktur um $E_x = 22,3$ MeV steht ganz im Gegensatz zum Verlauf der 2^+ -Intensität, die in diesem Bereich und in dieser Kombination ein tiefes Minimum durchläuft. Dagegen scheint sich in



Figur 29 a-c: p_1 -Winkelverteilungen mit Anpassungen durch die Drehimpulskombinationen
 $s_{AB} \ell_1 J_1 \ell_2 J_2 \ell_3$ $s' = 12 \ 12^+ \ 1 \ 23^- \ 2 \ 1$.
 Zahlen in der rechten oberen Ecke: E_p/MeV



Figur 29 b

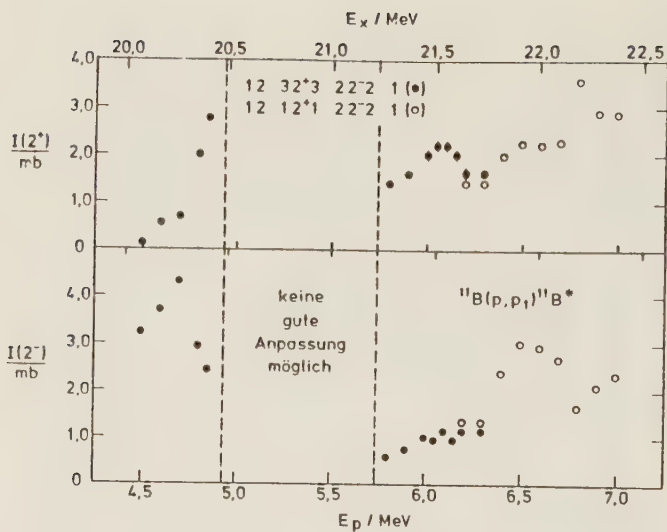


Figur 29 c

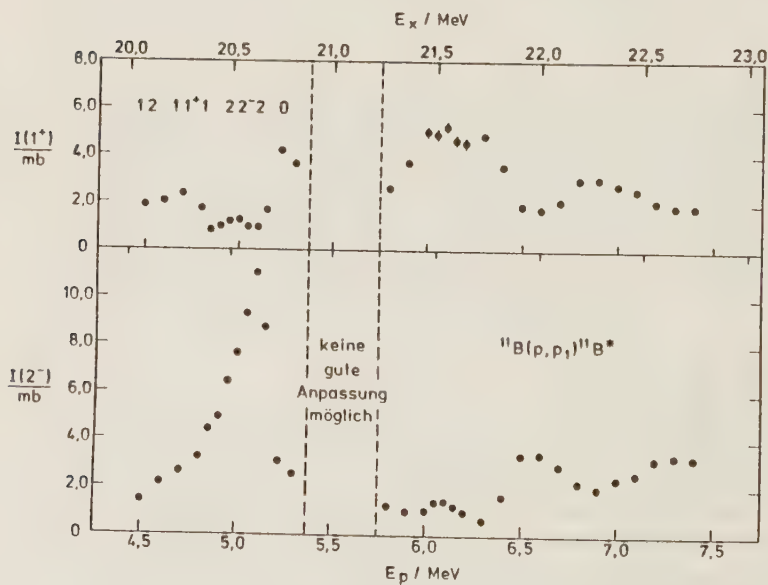
der 2^+ -Stärke eine Resonanzstruktur um $E_p = 6,05$ MeV anzudeuten. Da diese Kombination aber erst für Energien oberhalb $E_p = 5,8$ MeV gute Anpassungen liefert, bricht der niederenergetische Ausläufer bereits nach einem Punkt ab, so daß keine eindeutige Aussage möglich ist. Allerdings zeigt der 2^+ -Anteil in Kombination mit 2^- an gleicher Stelle ein resonanzartiges Verhalten. (Fig. 30).

$^{11}\text{B}(p, p_2)^{11}\text{B}(4,445 \text{ MeV})$

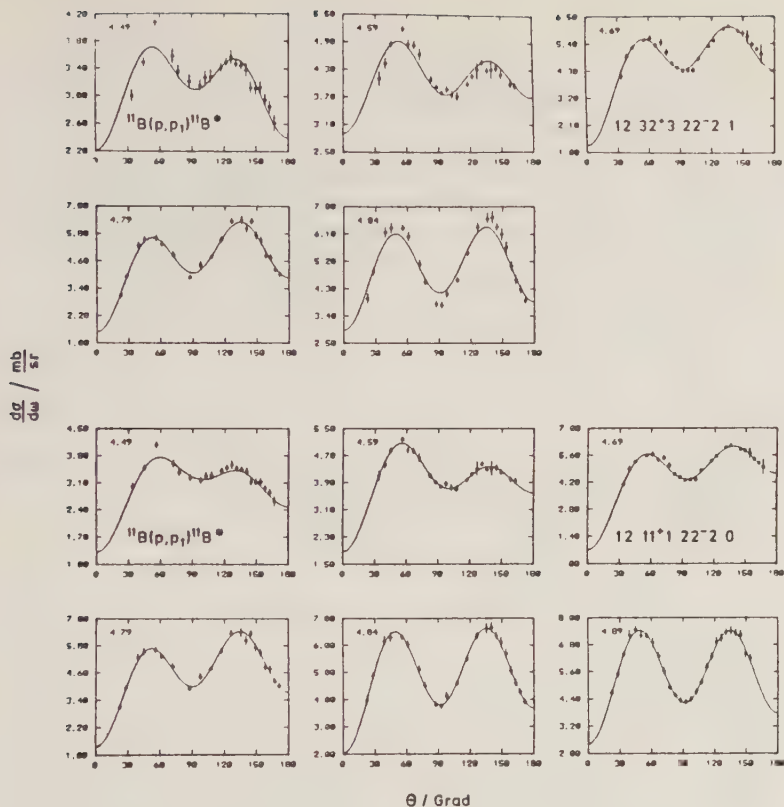
Bei der p_2 -Streuung sind die Penetrabilitäten wegen des stark negativen Q-Wertes ($-4,445$ MeV) schon ab $\ell=3$ sehr klein (Fig. 35a). Wir haben deshalb nur Drehimpulskombinationen zugelassen, bei denen der Relativbahndrehimpuls ℓ' im Ausgangskanal maximal $3\hbar$ betrug. Eine Übersicht über die Anzahl der dann verbleibenden, zur Beschreibung der p_2 -Winkelverteilungen geeigneten Kombinationen zeigt Figur 36. Auch hier fällt, wie bei der p_1 -Streuung, die Massierung bei den Kombinationen mit 2^+ -Anteilen ins



Figur 30:
Energieabhängigkeit der Intensitäten aus 2^+-2^- -Kombinationen im p_1 -Kanal.



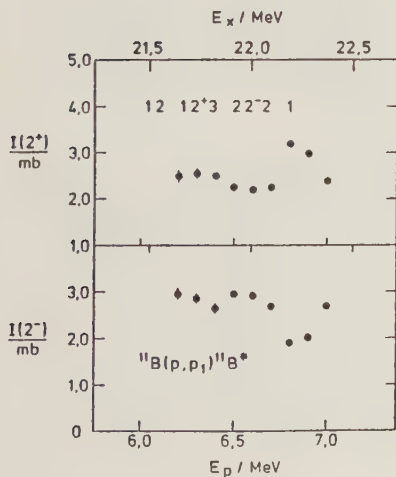
Figur 31: Energieabhängigkeit für die Intensitäten der 1^+-2^- -Kombination bei der p_1 -Streuung.



θ / Grad

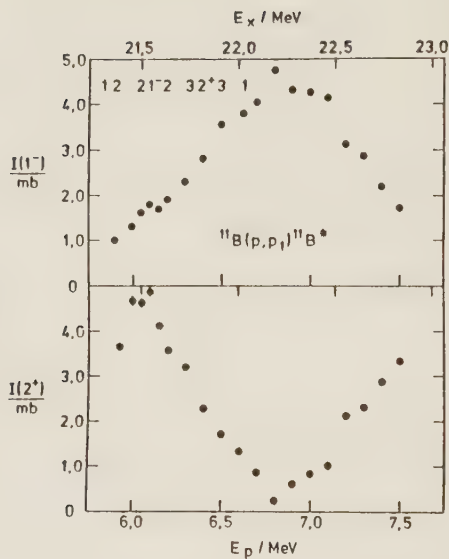
Figur 32:

p_1 -Winkelverteilungen mit Anpassungen aufgrund einer 2^+-2^- -Überlagerung (oben) und einer 1^+-2^- -Überlagerung (unten).

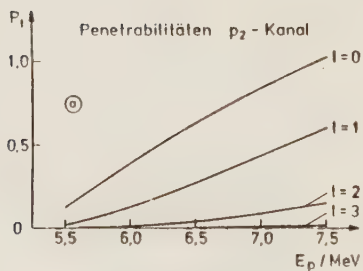


Figur 33:

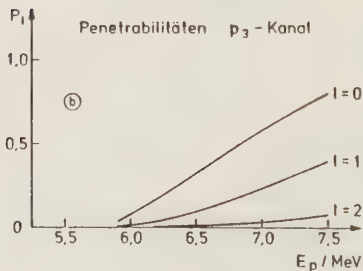
Energieabhängigkeit der Intensitäten aus einer 2^+-2^- -Kombination oberhalb $E_p = 6\text{ MeV}$ (p_1 -Streuung).

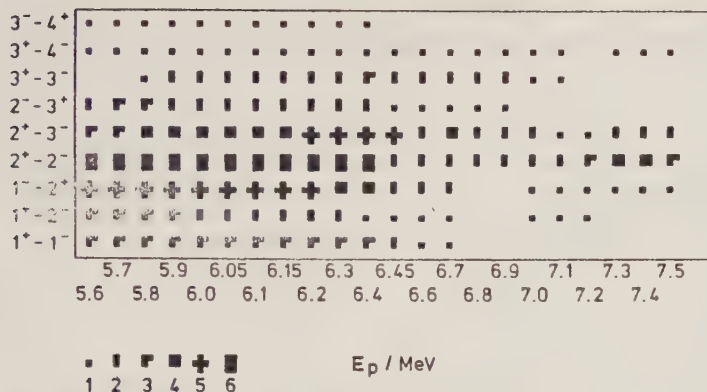


Figur 34:
Energieabhängigkeit
der Intensitäten bei
der einzigen Kombination
mit 1^- -Beiträgen in
der p_1 -Streuung ober-
halb $E_p = 5,9$ MeV



Figur 35:
Penetrabilitäten P_l für
den p_2 -Kanal (a) und den
 p_3 -Kanal (b); zur Definition
der P_l siehe Glg.9a.



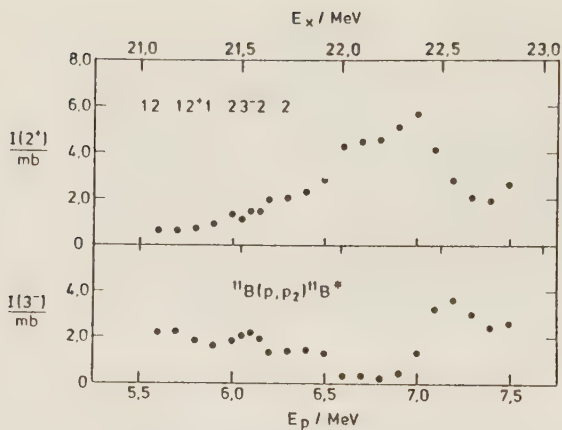


Figur 36: Darstellung der Häufigkeiten aller Kombinationen, die die p_2 -Winkelverteilungen beschreiben können. Der Bahndrehimpuls im Ausgangskanal ist dabei auf Werte $l' \leq 3$ beschränkt.

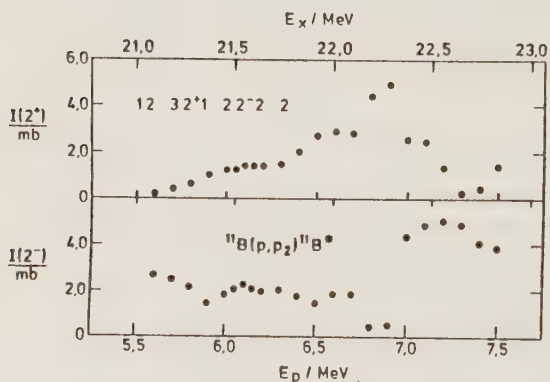
Auge. Sie sind im gesamten untersuchten Energiebereich zu finden und treten in Verbindung mit 1^- , 2^- und 3^- -Partnern auf. Da alle Winkelverteilungen, abgesehen von der bei $E_p = 6,8$ MeV, asymmetrisch um 90 Grad sind, gibt es keine Kombination aus Drehimpulsen gleicher Parität. Wenn wir uns im folgenden wieder auf die Kombinationen beschränken, bei denen ein Drehimpuls Resonanzstrukturen zeigt, die in der Partnerintensität nicht auftreten, so bleiben nur fünf Kombinationen übrig. Vier davon haben 2^+ -Anteile und liefern über den gesamten untersuchten Energiebereich gute Anpassungen der Winkelverteilungen.

Figur 37 zeigt den Verlauf der 2^+-3^- -Kombination. Wie im Fall der p_1 -Streuung weist der 3^- -Anteil resonanzartige Strukturen um $E_p = 6,1$ MeV und 7,2 MeV auf, während im Gebiet dazwischen ein breiter 2^+ -Buckel zu sehen ist. Dieser besitzt bei $E_p = 6,6$ MeV eine Stufe und erreicht sein Maximum bei $E_p = 7,0$ MeV. Dieses Verhalten der 2^+ -Intensität kehrt in zwei Kombinationen mit 2^- wieder (Fig. 38). Der 2^- -Partner zeigt in beiden Fällen ein Maximum um $E_p = 7,2$ MeV.

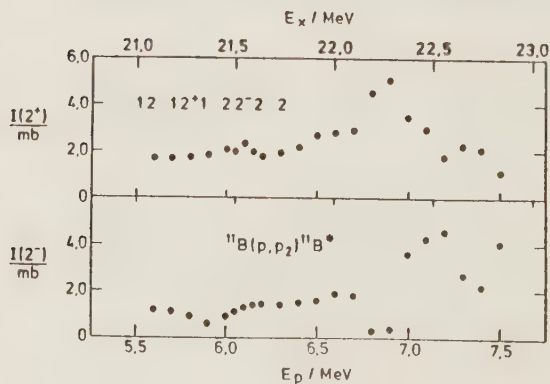
Bemerkenswert ist, daß im Fall der 1^--2^+ -Überlagerung nahezu ein Rollentausch eintritt. (Fig. 39). Die breite Struktur finden

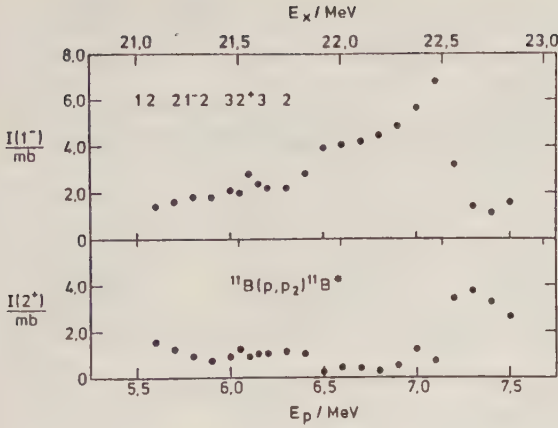


Figur 37:
Energetischer Verlauf
der Intensitäten der
 $2^+ - 3^-$ -Kombination
im p_2 -Kanal

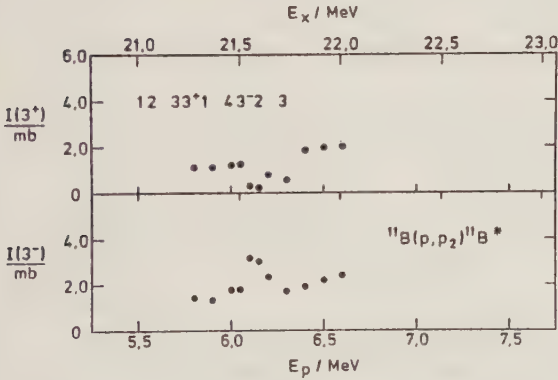


Figur 38:
Energetischer Verlauf
der Intensitäten der
 $2^+ - 2^-$ -Kombinationen
im p_2 -Kanal





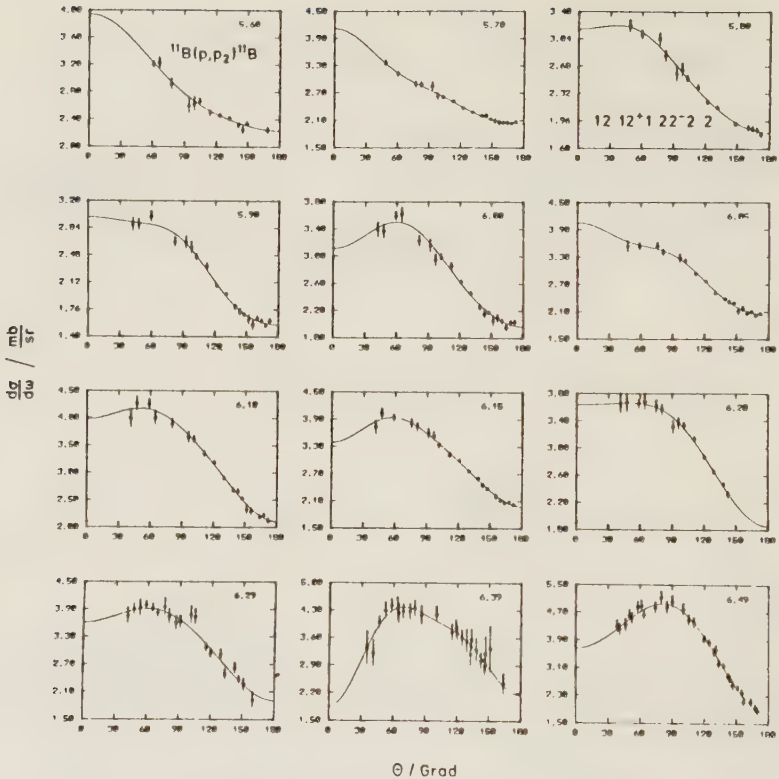
Figur 39:
Energetischer Verlauf
der Intensitäten der
 1^- - 2^+ -Kombination
im p_2 -Kanal.



Figur 40:
Energetischer Verlauf
der Intensitäten der
 3^+ - 3^- -Kombination
im p_2 -Kanal.

wir jetzt im Verlauf der 1^- -Intensität, bei der das Maximum jedoch nach $E_p = 7,1$ MeV verschoben ist. Der 2^+ -Anteil bleibt bis zu dieser Maximalenergie flach und bildet dann einen ausgeprägten Buckel um $E_p = 7,3$ MeV. In der einzigen Kombination ohne 2^+ -Beteiligung kann eine 3^+-3^- -Überlagerung die Winkelverteilungen im Bereich $5,8 \text{ MeV} \leq E_p \leq 6,6 \text{ MeV}$ beschreiben. Die in diesem Gebiet auftretende Resonanzstruktur bei $E_p = 6,1$ MeV finden wir im 3^- -Beitrag wieder (Fig. 40).

Stellvertretend für alle fünf Kombinationen zeigt Figur 41 die Anpassung der p_2 -Winkelverteilungen durch eine 2^+-2^- -

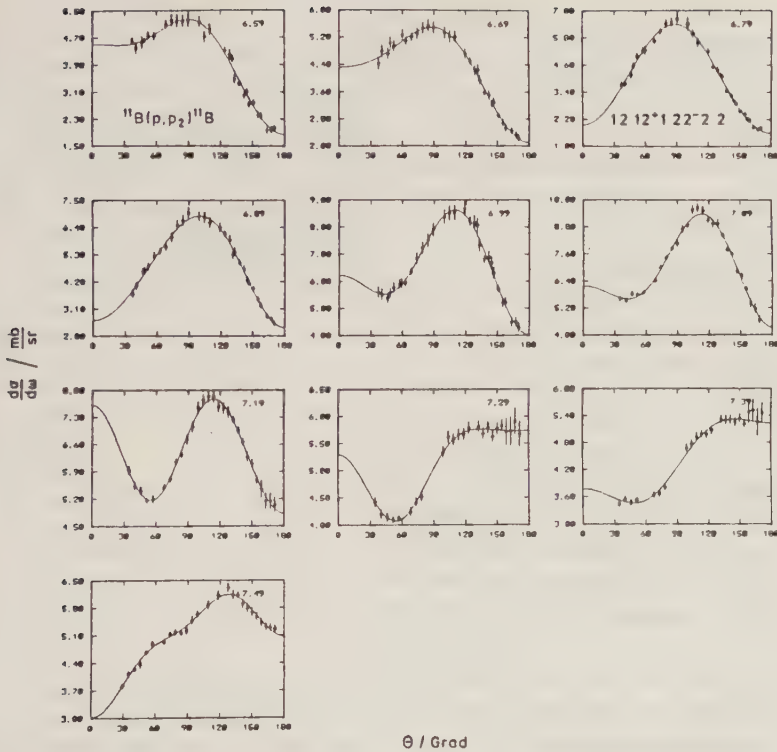


Figur 41 a-b: Exemplarische Darstellung der Qualität der Anpassung durch Überlagerung zweier Compound-niveaus bei der p_2 -Streuung; Zahlen rechts oben: E_p /MeV.

Überlagerung. Die Güte der gezeigten Fits finden wir in allen ausgesuchten Kombinationen wieder.

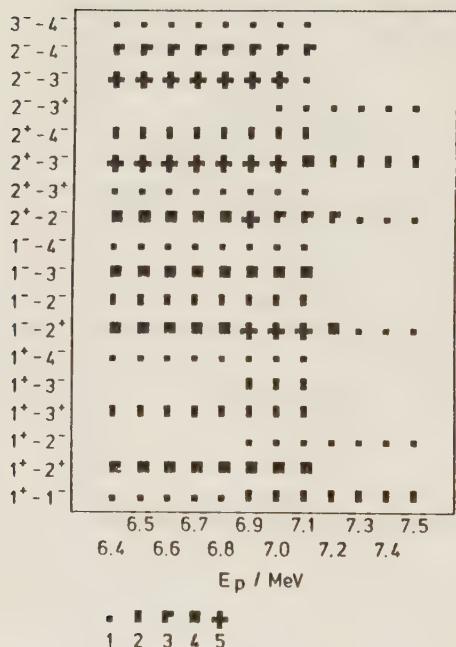
$^{11}\text{B}(p, p_3)^{11}\text{B}(5,021 \text{ MeV})$

Bei der p_3 -Streuung werden die Penetrabilitäten mit wachsendem ℓ sehr rasch klein (Fig.35b). Wir haben deshalb hier die Relativbahndrehimpulse im Ausgangskanal auf maximal $\ell'=2$ beschränkt. Trotzdem ist die Zahl der zur Anpassung geeigneten Drehimpuls-



Figur 41 b

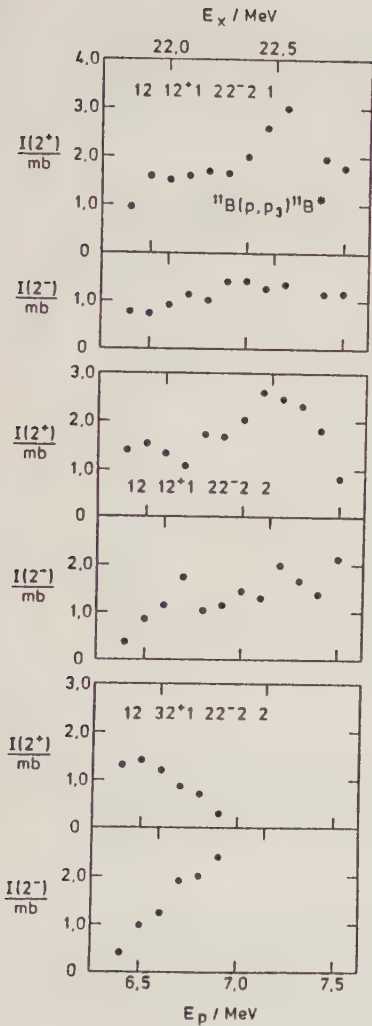
kombinationen relativ hoch (Fig.42). Das liegt einerseits daran, daß die Form der Winkelverteilungen mit einem Minimum bzw. Maximum durchweg einfache Strukturen zeigt und nur bei $E_p = 6,89$ MeV eine bipolare Übergangsform annimmt. Zum andern sind die experimentellen Fehler relativ groß und dämpfen dadurch den Einfluß von Schwankungen im Verlauf unterschiedlicher Fitkurven. Schließlich lassen sich die Verteilungen bis $E_p = 7,1$ MeV recht gut durch symmetrische Funktionen anpassen und erlauben damit auch Interferenzen von Compounddrehimpulsen gleicher Parität. Betrachten wir die Häufigkeit einzelner Kombinationen, so dominieren erneut solche Paare, bei denen $J^\pi = 2^+$ beteiligt ist. Doch auch 2^- und 3^- -Anteile sind überdurchschnittlich stark vertreten.



Figur 42:

Darstellung der Häufigkeit aller Kombinationen, die die p_3 -Winkelverteilungen beschreiben können. Der Bahndrehimpuls im Ausgangskanal ist dabei auf $\ell' \leq 2$ beschränkt.

Wie schon bei der p_1 - und p_2 -Streuung reduziert sich die Zahl der Kombinationen drastisch, wenn wir nur diejenigen betrachten, die klare Resonanzstrukturen zeigen. In diesem Fall bleiben nur (2^+-2^-) -, (2^+-3^-) - und (1^--2^+) -Überlagerungen übrig. Bei den 2^+-2^- -Interferenzen zeigt der 2^+ -Anteil eine leichte Überhöhung bei $E_p = 6,5$ MeV und einen ausgeprägten Buckel bei 7,2 MeV. Die 2^- -Intensität weist bei $E_p = 6,7$ MeV eine schwache Struktur auf, die allerdings korreliert in allen drei gezeigten Kombinationen vorkommt (Fig.43). Im oberen Diagramm fehlen bei $E_p = 7,3$ MeV die Intensitäten. Der Grund dafür liegt darin, daß von allen 2^+-2^- -Überlagerungen nur eine Drehimpulskombination, nämlich die in der Mitte gezeigte, diese Winkelverteilung beschreiben kann. Allerdings ist auch diese Anpassung, wie Figur 44 zeigt, nur mäßig. Da aber bei den übrigen Energien die Fits zufriedenstellend verlaufen, können sie als beispielhaft für die Qualität aller angeführten Drehimpulsüberlagerungen angesehen werden.

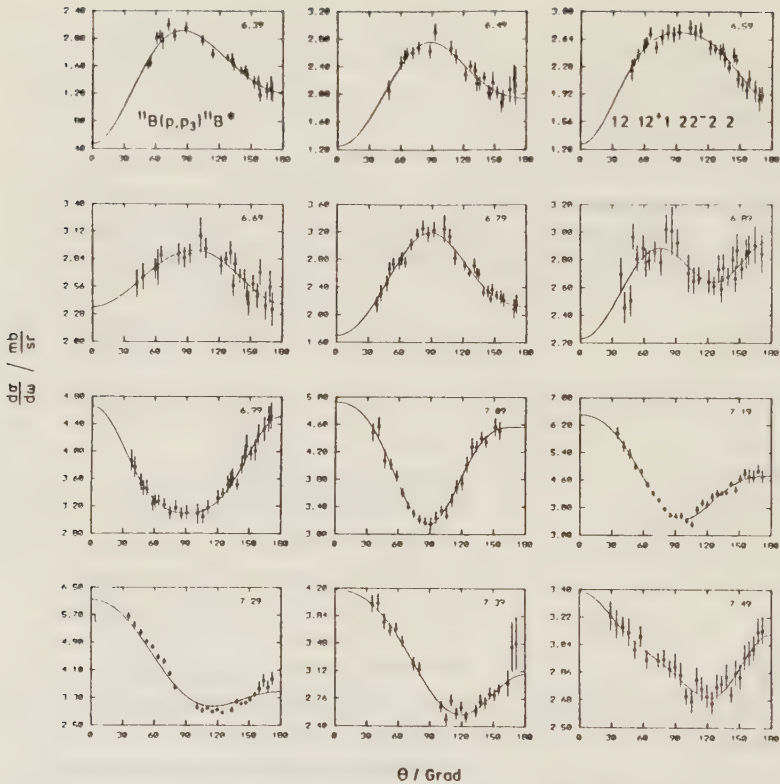


Figur 43:

Energetischer Verlauf der Intensitäten aus 2^+-2^- -Überlagerungen im p_2 -Kanal.

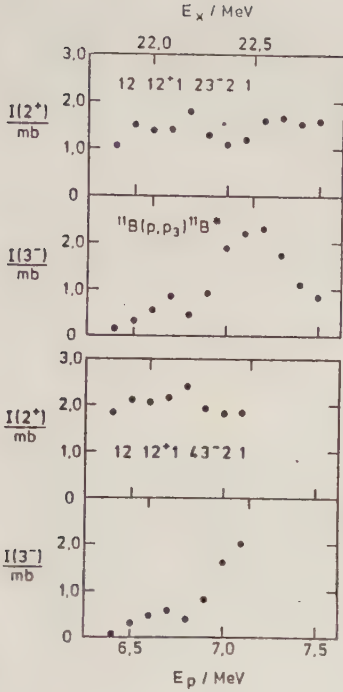
Betrachten wir die Anpassungen unter der Annahme von 2^+-2^- -Interferenzen, so sehen wir nur im 3^- -Anteil deutliche Resonanzstrukturen, deren Maxima bei $E_p = 6,7$ MeV und $7,2$ MeV liegen. Der 2^+ -Anteil ist relativ glatt und zeigt ein untergrundartiges Verhalten. Seine Stärke übertrifft jedoch die des 3^- -Partners deutlich. Nur im Bereich des Resonanzmaximums bei $E_p = 7,2$ MeV werden die beiden Intensitäten etwa gleich stark (Fig.45).

Die einzigen auffallend strukturierten 1^- -Beiträge finden wir in der Kombination mit 2^+ (Fig.46). Allerdings tauchen die schwachen Buckel um $E_p = 6,7$ MeV bei Energien auf, an denen die 2^+ -Partner ein ähnliches Verhalten zeigen. Im mittleren Diagramm, das die einzige Kombination mit Daten im gesamten untersuchten Energiebereich zeigt, deutet sich auch eine Resonanz um $E_p = 7,2$ MeV an, die jedoch wieder in beiden Intensitäten auftritt. Der genaue Verlauf dieser Struktur ist nicht auszumachen, da die Winkelverteilung bei $E_p = 7,3$ MeV in Analogie zur 2^+-2^- -Kombination nicht angepaßt werden kann. Bemerkenswert ist jedoch, daß der starke Anstieg der 2^+ -Stärke ab $E_p = 6,9$ MeV in allen drei Kombinationen vorkommt, während die 1^- -Intensität in zwei Fällen flach bleibt.



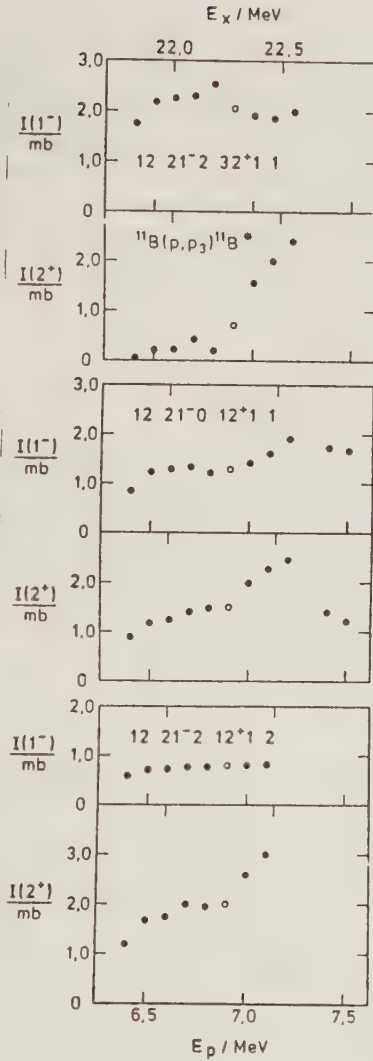
Figur 44: Exemplarische Darstellung der Qualität der Anpassung durch Überlagerung zweier Compound-niveaus bei der p_3 -Streuung; Zahlen rechts oben: E_p /MeV.

Schließlich muß noch darauf hingewiesen werden, daß keine der 1^-2^+ -Überlagerungen die pathologisch bipolare Struktur der Winkelverteilung bei $E_p = 6,9$ MeV beschreiben kann. In allen Fällen liefert die Anpassung als bestes Ergebnis eine Funktion, die einer Ausgleichsgeraden ähnelt (Fig.47). Die offenen Kreise in der Intensitätsverteilung sollen auf dieses Verhalten hinweisen.



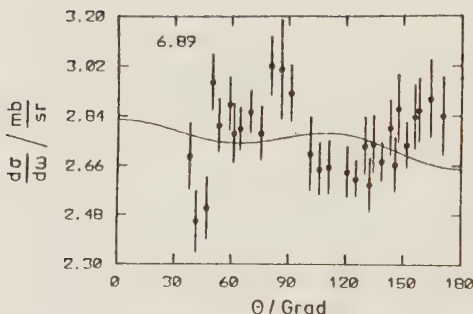
Figur 45:

Energetischer Verlauf der Intensitäten aus 2^+-3^- -Überlagerungen im p_3 -Kanal

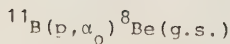


Figur 46:

Energetischer Verlauf der Intensitäten aus 1^--2^+ -Überlagerungen im p_3 -Kanal



Figur 47:
Anpassung der p_3 -Winkel-
verteilung bei $E_p = 6,89$ MeV
durch eine $1^- - 2^+$ -Über-
lagerung.



Bei der Analyse des α_0 -Zerfalls ist es von großem Vorteil, daß hier die Daten im Ausgangskanal festliegen und die Vernachlässigung der Bahndrehimpulsinterferenz im Eingangskanal die einzige Näherung der Zwei-Niveau-Formel darstellt. Da außerdem nur Niveaus natürlicher Parität gesehen werden können, ist die Zahl der möglichen Kombinationen von vornherein eingeschränkt. Die Rechnungen haben dann gezeigt, daß überhaupt nur zwei Kombinationen,

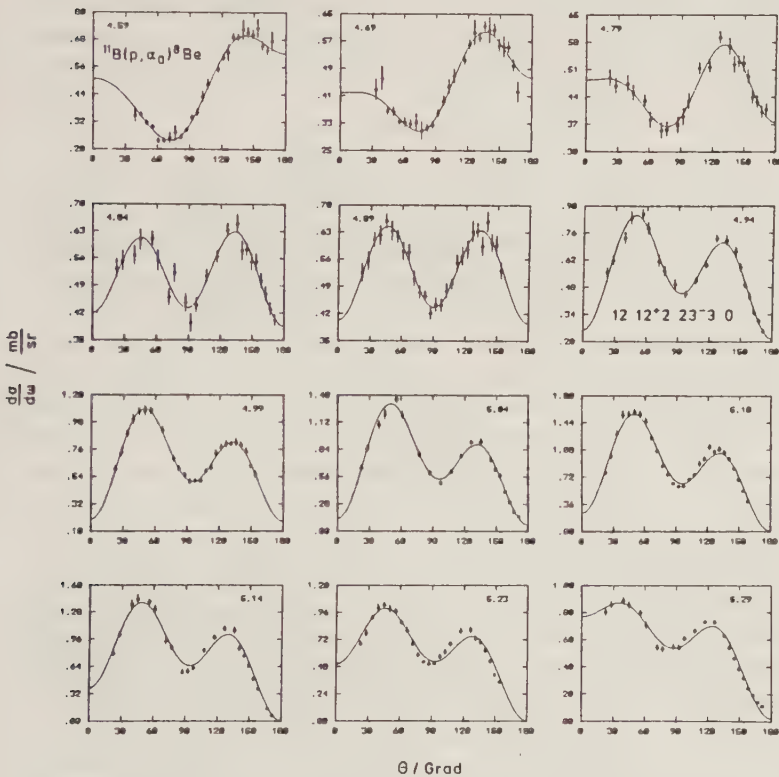
$$12\ 21^-1\ 32^+2\ 0 \text{ und } 12\ 12^+2\ 23^-3\ 0 ,$$

die Winkelverteilungen zufriedenstellend beschreiben können. Das gilt aber nicht im gesamten Energiebereich, sondern lediglich bis $E_p = 6,2$ MeV. Bei höheren Energien ist keine Anpassung mit zwei Niveaus möglich. Außerdem existiert, wie bei der p_1 -Streuung, zwischen $E_p = 5$ MeV und 6 MeV ein Bereich, in dem die Fits nur sehr mäßig ausfallen.

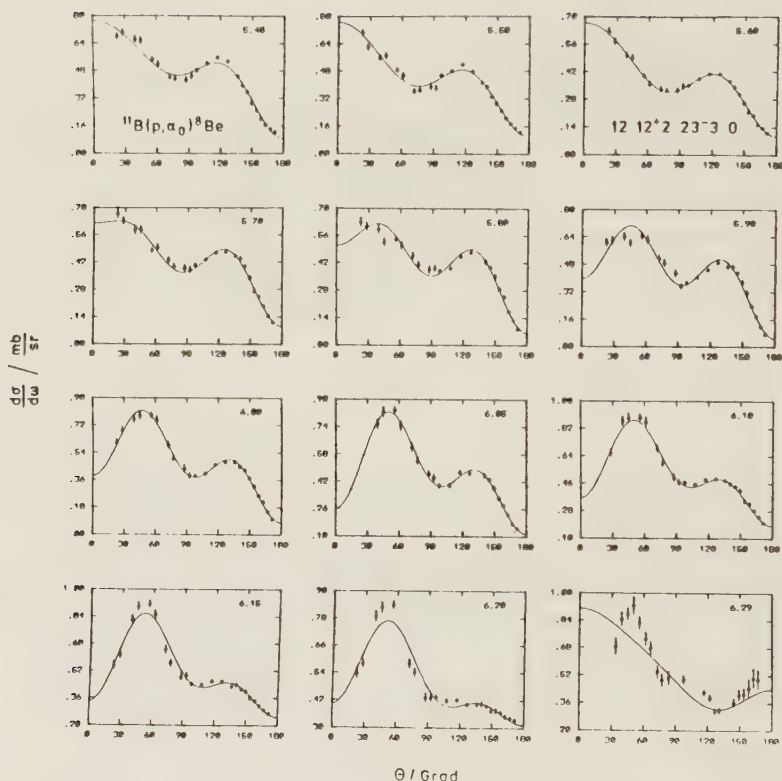
Die beiden Kombinationen erweisen sich überdies aus mathematischer Sicht als ununterscheidbar, weil die Quantenzahlpaar zu sehr ähnlichen Funktionen F_L und G_L (s. Glgn 1 und 4) führen. Als Folge davon ergeben sich aus den Anpassungen Intensitätsverläufe, die für beide Überlagerungen innerhalb der Fehlergrenzen identisch sind. Allerdings tritt bei der 2^+ -Intensität

ein Rollenwechsel auf. In Verbindung mit dem 1^- -Partner zeigt sie die Resonanzstrukturen, während sie bei der Kopplung mit $J^\pi=3^-$ den flachen Verlauf zeigt.

Figur 48 zeigt die α_0 -Winkelverteilungen mit den Approximationskurven für die 2^+-3^- -Überlagerung. Insgesamt gesehen ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßdaten nicht so gut wie bei den inelastischen Streuungen, doch man kann erst für Energien oberhalb $E_p=6,2$ MeV von völliger Fehlanpassung sprechen. Das letzte Bild der Figur 48b zeigt dieses Verhalten deutlich.

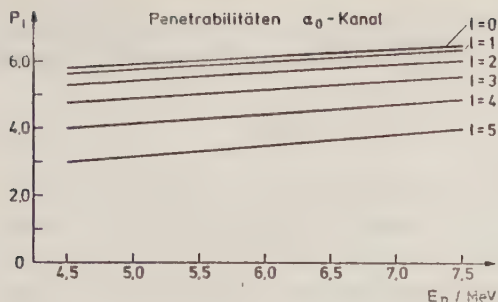


Figur 48 a-b: α_0 -Winkelverteilungen mit Anpassungen durch eine 2^+-3^- -Kombination; Zahlen in linker bzw. rechter oberer Ecke: E_p/MeV



Figur 48 b

Der sekundäre Grund dafür liegt sicherlich darin, daß sich oberhalb von $E_p = 6,2$ MeV ein drittes Maximum in den Winkelverteilungen herausbildet (Fig. 16c). Die Legendrepolynom-Anpassungen benötigen in diesem Bereich acht bis neun unabhängige Parameter und Polynome bis zum Grad sieben bzw. acht. Bei der Compounddrehimpulsüberlagerung treten jedoch nur sechs Parameter auf, und der Grad der Legendrepolynome richtet sich nach der kleinsten Quantenzahl im Drehimpulstripel eines Niveaueziges. Um auf Legendrepolynom-Beiträge mit $L=7$ oder 8 zu kommen, muß demnach in mindestens einem Zweig ein Compounddrehimpuls $J \geq 4$



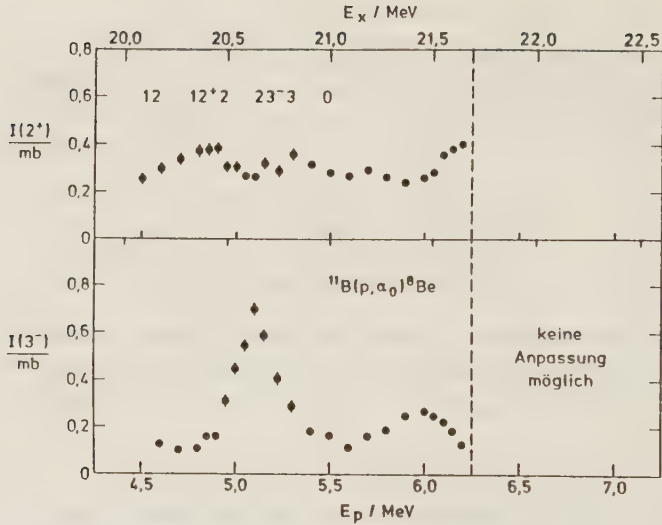
Figur 49:
 Penetrabilitäten P_l
 für den α_0 -Kanal;
 Definition der P_l nach
 Glg. 9a.

auftreten, und gleichzeitig darf weder im Eingangs- noch Ausgangskanal der Relativbahndrehimpuls kleiner als $4\hbar$ sein. Für die Drehimpulse $J^\pi = 4^+$ und 5^- sind dann z.B. die Quantenzahlen-tripel

$$l \ J^\pi \ l' = 5 \ 4^+ \ 4 \text{ bzw. } 4 \ 5^- \ 5$$

möglich. Im Ausgangskanal sind aufgrund des hohen Q-Werts beim α_0 -Zerfall die Penetrabilitäten groß (Fig. 49), so daß bei Bahndrehimpulsen der angegebenen Größe keine Behinderungen auftreten. Im Eingangskanal dagegen werden die Penetrabilitäten für $l=5$ schon sehr klein (Fig. 27a), so daß wir größere l -Werte nicht berücksichtigt haben. Damit ist $J^\pi=6^+$ der maximale Compounddrehimpuls, dessen Beiträge wir mit der Funktion (3) berücksichtigen können. Bis zu diesem Wert haben wir auch alle Kombinationen mit unseren Rechnungen getestet und keine zufriedenstellenden Anpassungen gefunden.

Damit bleibt als zweite Ursache die unzureichende Parameterzahl. Der primäre physikalische Grund kann einmal in der unzureichenden Fitfunktion liegen, die Bahndrehimpulsinterferenzen im Eingangskanal vernachlässigt. Zum andern kann aber auch grundsätzlich eine Beschreibung mit nur zwei Compoundniveaus nicht mehr ausreichen. Jede Verfeinerung unserer Modellfunktion treibt aber, wie schon früher beschrieben, die Zahl der benötigten Parameter drastisch in die Höhe. Das bedeutet zwar bessere Anpassungen, doch nimmt die Eindeutigkeit und daher Aussagekraft der daraus gewonnenen Ergebnisse stark ab. Da schließlich mit einer hinreichenden Zahl von Parametern jede Messung beschrieben werden kann, halten wir es für physikalisch



Figur 50: Energetischer Verlauf der Intensitäten aus der einzigen brauchbaren Kombination im α_0 -Kanal.

Außerst fragwürdig, die Auswertung in dieser Hinsicht auszu-
dehnen. Wir haben uns deshalb entschlossen, auf die Analyse
der α_0 -Winkelverteilungen im Bereich $E_p > 6,2$ MeV zu verzichten
und uns in diesem Gebiet auf die Ergebnisse der drei inelasti-
schen Streuungen zu beschränken.

Den Intensitätsverlauf der 2^+-3^- -Kombination im tiefer liegen-
den Energiebereich zeigt Figur 50. Im 3^- -Anteil treten deutlich
zwei Resonanzstrukturen um $E_p = 5,1$ MeV und $6,0$ MeV hervor. Das
Verhalten des 2^+ -Partners ähnelt dem Verlauf in der p_1 -Streuung.
Seine Strukturen erinnern an einen gewellten Untergrund, dessen
mittlere Stärke von drei Millibarn nur im Bereich der starken
Resonanz bei $E_p = 5,1$ MeV von der 3^- -Intensität übertroffen wird.
Diese Stärke des 2^+ -Untergrundes erklärt auch die Tatsache,
daß die früher beschriebene Ein-Niveau-Anpassung der einzigen
symmetrischen α_0 -Winkelverteilung bei $E_p = 4,89$ MeV nur mit
 $J^\pi = 2^+$ möglich ist. Bei dieser Energie ist der 2^+ -Anteil des

Wirkungsquerschnitts etwa doppelt so groß wie der des 3^- -Partners.

e) Diskussion der Ergebnisse

Um die Ergebnisse der Drehimpulsanalyse beurteilen zu können, müssen wir uns die Grenzen dieses Verfahrens vor Augen halten. Die verwendete Funktion berücksichtigt die Interferenz von nur zwei Compounddrehimpulsen und ist außerdem noch unvollständig, da sie keine Interferenzen von Bahndrehimpulsen erlaubt. Außerdem wird im Ausgangskanal nur ein Kanalspin zugelassen, was für die inelastische Streuung eine zusätzliche Einschränkung bedeutet.

Setzen wir einmal voraus, daß der Ansatz zweier sich überlagernder Niveaus richtig ist, weil nur zwei Compounddrehimpulse zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Dann wirkt sich die Vernachlässigung der Bahndrehimpulsinterferenz in solchen Fällen stark aus, in denen die einzelnen in Frage stehenden Penetrabilitäten relativ groß sind. Das gilt im Eingangskanal sicher bis $l_{\max}=4$ (Fig. 27a). Auch eine klassische Abschätzung der Bahndrehimpulsquantenzahl gemäß

$$l \hbar = r p ,$$

wobei r = minimaler Abstand der Stoßpartner = $1,4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fm}$

und p = Relativimpuls = $\sqrt{2mE}$,

liefert mit $l=2,5$ für $E_p=7,5 \text{ MeV}$ einen vergleichbaren Wert. Da sich die l -Quantenzahlen aus Paritätsgründen immer um zwei unterscheiden, ist z.B. neben der Eingangskanalkombination

$$s_A s_B \quad l J^\pi = 12 \quad 12^+$$

die entsprechende Quantenzahlenfolge mit $l=3$ nicht vernachlässigbar. In unserer Auswertung können wir nur beide Kombinationen nebeneinander betrachten und dabei untersuchen, ob sich durch den Austausch der l -Werte auffallende Veränderungen ergeben. Das sollte nicht der Fall sein, wenn die betrachteten Resonanzstrukturen echt sind. Figur 38 zeigt ein Beispiel zweier Kombinationen, die sich nur um den Bahndrehimpuls im

Eingangskanal eines Niveauzweiges unterscheiden. Der Verlauf der Intensitäten bleibt in seinen Grundzügen unverändert. Mit einer solchen vergleichenden Betrachtung können wir den Einfluß von Interferenzeffekten allerdings nicht beurteilen.

Im Ausgangskanal hängt der maximale Bahndrehimpuls vom jeweiligen Q-Wert der Reaktion ab. Ein extremes Beispiel ist der Zerfall aus einem 3^- -Niveau in der p_3 -Streuung. Die Möglichkeiten im Ausgangskanal sind auf

$$J^\pi \begin{matrix} \ell_1' \\ \ell_2' \end{matrix} s' = 3^- \begin{matrix} 2 \\ 4 \end{matrix} 1(2)$$

beschränkt. Die Penetrabilitäten für $\ell=4$ -Partiälwellen sind aber so klein, daß diese keine Rolle spielen. Die Beschränkung auf einen Bahndrehimpuls im Ausgangskanal sollte in diesem Fall zu keinen groben Fehlern führen.

Die zweite Vernachlässigung ist die Beschränkung auf einen Kanalspin im Ausgangskanal. Da sich die Beiträge mit unterschiedlichen Kanalspins inkohärent addieren, können wir durch die Untersuchung sonst gleicher Kombinationen mit unterschiedlichen s' -Werten den Einfluß des Kanalspins abschätzen. Figur 43 zeigt z.B. in den oberen beiden Diagrammen den Intensitätsverlauf, der sich durch die Anpassung mit zwei derartigen Drehimpulskombinationen ergibt. Die Resonanzstrukturen sind zwar unterschiedlich stark ausgeprägt, doch es ist keine energetische Verschiebung zu erkennen. Dieses Verhalten ist typisch für die untersuchten Kombinationen.

Neben den bisher diskutierten Fehlerquellen müssen wir noch die Effekte betrachten, die durch den Beitrag von mehr als zwei Compoundniveaus zum Wirkungsquerschnitt auftreten können. Solange zwei Niveaus dominieren, wird der Fehler klein bleiben. Erreichen jedoch die Vertreter mehrerer Niveaus eine vergleichbare Größenordnung, so sind zwei Auswirkungen möglich. Die Anpassung der Meßdaten durch die Zwei-Niveauformel kann grundsätzlich fehlschlagen oder das Rechenverfahren projiziert aus der Summe der beitragenden Niveaus die in der Funktion angesprochenen heraus. Das erste sollte dann auftreten, wenn Interferenzen zwischen den einzelnen Beiträgen eine große Rolle

spielen, das zweite, wenn deren Einfluß schwach ist. Bei der Projektion müssen wir allerdings bedenken, das die Beiträge der beiden angepaßten Niveaus auf den gesamten Wirkungsquerschnitt abgebildet werden und ihre Größe deshalb kein absoluter Maßstab sein kann.

Die "Wirklichkeit" liegt jedoch meistens zwischen diesen beiden Extremen, so daß die Anpassungen entweder nur mäßig ausfallen oder keine klaren Resonanzstrukturen zeigen. Das erklärt auch die Tatsache, daß die Zahl der Kombinationen, die deutliche Resonanzstrukturen in einem Drehimpulszweig aufweisen, weitaus geringer ist als die Zahl derer, die dessen ungeachtet die Meßdaten gut beschreiben.

Wenn wir trotz der angeführten Mängel noch sinnvolle Aussagen über die beteiligten Drehimpulse machen können, so geht das nur deshalb, weil wir vier Ausgangskanäle parallel untersucht haben. In einzelnen Kombinationen können Strukturen durch Interferenzen verwischt oder verschoben sein. Sie sind aber sicher als echt zu betrachten, wenn sie korreliert in unterschiedlichen Reaktionskanälen und in verschiedenen Drehimpulsüberlagerungen auftreten. Außerdem ist es ein starkes Indiz für die Existenz eines Niveaus, wenn der entsprechende Beitrag in allen untersuchten Kanälen stark vertreten ist und mit verschiedenen Partnern brauchbare Anpassungen liefert. Wir müssen uns allerdings auf Strukturanalysen beschränken und dürfen dabei nur den relativen Verlauf der Intensitäten betrachten. Die Absolutbeträge haben aufgrund der vorangegangenen Diskussion keine Aussagekraft.

Im folgenden sollen nun die Ergebnisse innerhalb geeigneter Energieintervalle diskutiert werden.

$E_x = 20,08-20,82$ MeV ($E_p = 4,5-5,3$ MeV)

In diesem Energiebereich sind bisher drei Niveaus im Atomkern ^{12}C bekannt, deren Daten teils unbekannt, teils unsicher sind (Fig. 1). Vom Niveau bei $E_x = 20,24$ MeV kennen wir nur die energetische Lage, und für die beiden anderen werden die Daten $J^\pi, T = (3^+, 1)$ bzw. $(3^-, 1)$ vorgeschlagen. Die in unserer Untersuchung gefundene Resonanz bei $E_p \approx 4,7$ MeV ($E_x \approx 20,26$ MeV) kann

sicher mit dem 20,24 MeV-Niveau der Literatur identifiziert werden. Da wir es im α_0 -Kanal nicht beobachten, schließen wir Zustände natürlicher Parität aus. Tatsächlich zeigen nur Compounddrehimpulsbeiträge mit unnatürlicher Parität, 1^+ und 2^- , in diesem Bereich eine Resonanzstruktur. Davon können wir die 2^- -Zuordnung aus zwei Gründen ausschließen. Einerseits sind die Anpassungen der Winkelverteilungen deutlich schlechter als die mit 1^+ -Beiträgen, und zum anderen zeigt die 1^+ -Intensität im direkten Vergleich mit 2^- die Resonanzstruktur.

Diese Zuordnung ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Buenerd (BUE77), der das Niveau in der inelastischen Protonenstreuung an ^{12}C beobachtet hat und einen Drehimpulsübertrag $\Delta L \leq 1$ bestimmen konnte. Außerdem fordern Schalenmodellrechnungen von Norton und Goldhammer (NOR71), die die effektive Wechselwirkung aus realistischen Nukleon-Nukleon-WW aufbauen, einen 1^+ -Zustand bei $E_x = 19,7$ MeV, der im Rahmen der Genauigkeit solcher Rechnungen durchaus mit diesem Niveau identifiziert werden kann. In früheren Messungen wurde das Niveau schon über den Neutronenkanal, $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, beobachtet (LEG61, OVE65), aber auch in der inelastischen Protonenstreuung an ^{11}B (BAI64, SAL69). Nähere Angaben macht jedoch nur Bair, der eine Breite von 200 keV angibt.

Eine Isospinaussage können wir allein aufgrund unserer Messungen nicht machen, doch vergleichende Betrachtungen mit den Ergebnissen anderer Autoren weisen auf den Wert $T=1$ hin. Einerseits konnte dieser Zustand im α_1 -Kanal, für den kein Paritätsverbot gilt, nicht beobachtet werden (BLI63, SYM63). Das deutet auf den Isospin $T=1$ hin, zumal das Beispiel der beiden tiefer liegenden 1^+ -Zustände im ^{12}C mit $T=0$ ($E_x = 12,71$ MeV) und $T=1$ ($E_x = 15,11$ MeV) zeigt, daß aus dem $T=0$ -Zustand der α_1 -Zerfall mit einem Anteil von 97% am Gesamtzerfall stark bevorzugt ist. Das $T=1$ -Niveau dagegen zerfällt nur zu 4,1% in den α_1 -Kanal, was die Autoren auf eine 2%ige $T=0$ -Beimischung zurückführen (BAL74). Außerdem sollte ein $T=1$ -Zustand Teil eines Isobarentripletts der Kerne ^{12}B , ^{12}C und ^{12}N sein, und in den Nachbarkernen sollten sich entsprechende Analogzustände finden lassen. Zwar ist im Kern ^{12}N noch kein ($1^+, T=1$)-Zustand im maßgeblichen Energiebereich gefunden worden (AJZ75), doch bietet sich im

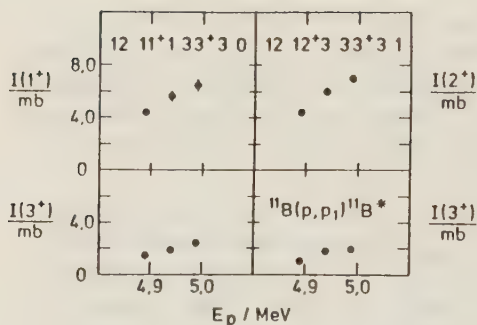
Kern ^{12}B das 1^+ -Niveau bei $E_x(^{12}\text{B})=4,99$ MeV ($\hat{=E}_x(^{12}\text{C})=20,2$ MeV) als sehr gut geeigneter Partner an (AJS75). Letztlich schlägt auch Epstein (EPS69) aus dem Vergleich der Dreiteilchenreaktionen $^{12}\text{C}(p,\alpha)^8\text{Be}$ und $^{12}\text{C}(p,pp)^{11}\text{B}$ den Wert $T=1$ vor, so daß wir unter Berücksichtigung aller Argumente von der Richtigkeit dieser Zuordnung überzeugt sind.

Der 3^+ -Zustand bei $E_x=20,5$ MeV ist schon 1963 im α_1 -Kanal beobachtet worden (BLI63, SYM63) und als ein Zustand unnatürlicher Parität mit einer Breite von ca. 180 keV identifiziert worden.

Bohne und Mitarbeiter (BOH70) haben dann 1970 dieses Niveau über den Stufenzerfall der Dreiteilchenreaktion $^{10}\text{B}(^3\text{He},p\alpha)^8\text{Be}$ untersucht und ihm die Quantenzahlen $J^\pi, T = 3^+, 1$ zugeordnet. Dabei schreiben sie diesem Zustand eine ausgeprägte Zweiteilchenstruktur zu, weil er beim Zwei-Nukleonen-Transfer stark auftritt. Das Niveau gehört zu einem Isobarentriplett zum Isospin $T=1$ mit Analogzuständen in den Kernen ^{12}B ($E_x(^{12}\text{B})=5,61$ MeV) und ^{12}N ($E_x(^{12}\text{N})=5,32$ MeV). Für den letzteren Zustand ergeben Schalenmodellrechnungen von Fuchs (FUC74) eine Mischung aus $(1p_{3/2}^{-2} 1p_{1/2}^2)$ - und $(1p_{3/2}^{-2} 2s_{1/2}^2)$ -Konfigurationen. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der Zweiteilchenstruktur des Analogzustandes im Kern ^{12}C .

Wir sehen von diesem Niveau in der p_1 -Streuung nichts. Wenn es überhaupt über diesen Kanal zerfällt, dann muß seine Intensität so schwach sein, daß es von der Nachbarresonanz bei $E_x=20,6$ MeV völlig überdeckt wird. Auch in den Intensitätsverläufen ist keine resonante Struktur zu erkennen. Die einzigen geeigneten Kombinationen mit 3^+ -Beiträgen zeigen unsignifikante Intensitätsverläufe (Fig.51). Allerdings können wir dieses Niveau im 3α -Zerfall, der von unserer Arbeitsgruppe ebenfalls untersucht wird, klar erkennen (BÖR77). Die Auswertung dieser Messungen liefert in Übereinstimmung mit Bohne starke Hinweise auf eine 3^+ -Zuordnung (DEJ78).

Die Resonanz bei $E_x=20,6$ MeV ist in vielen Reaktionen beobachtet (AJZ75) und von unterschiedlichen Autoren als 3^- -Niveau mit dem Isospin $T=1$ identifiziert worden (SYM63, BUE77). Sie gehört mit großer Wahrscheinlichkeit zu einem Isobarentriplett, dessen Analogzustand im Kern ^{12}B mit dem Niveau bei $E_x(^{12}\text{B})=5,72$ MeV identifiziert wird (AJS75). Der entsprechende Zustand im Kern



Figur 51:

Verhältnis der 3^+ -Intensitäten zwischen $E_p = 4,9$ MeV und $5,0$ MeV

^{12}N ist allerdings bisher nicht gefunden worden.

Diese Drehimpulsangaben werden von unseren Ergebnissen bestätigt. sowohl im α_0 - als auch im p_1 -Kanal finden wir eine deutliche 3^- -Resonanz in Verbindung mit einem 2^+ -Untergrund. In der inelastischen Streuung tritt dieses Verhalten zudem in mehreren 2^+-3^- -Kombinationen auf, von denen zwei in Figur 28 dargestellt wurden. Die an gleicher Stelle ebenfalls resonante 2^- -Intensität aus der Kombination mit $J^\pi = 1^+$ scheidet wegen der unnatürlichen Parität aus. Die 2^+ -Zuordnung aus der Kombination 1^--2^+ im α_0 -Kanal muß ebenfalls verworfen werden. Einerseits verschwindet die 2^+ -Resonanz im direkten Vergleich mit der 3^- -Intensität, und zum anderen gibt es im p_1 -Kanal kein Anzeichen auf einen resonanten 2^+ -Anteil.

Die $T=1$ -Zuordnung scheint dem großen Wirkungsquerschnitt im α_0 -Kanal zu widersprechen. Da der Grundzustand des ^8Be -Kerns den Isospin $T=0$ besitzt, sollte der α -Übergang aus $T=1$ -Zuständen verboten sein, wenn man insgesamt Isospinerhaltung voraussetzt. Wie die Resonanzanalyse zeigen wird (Kap.6), ist jedoch die reduzierte α_0 -Breite sehr klein gegen die des p_1 -Kanals, so daß der α_0 -Zerfall stark behindert ist, was der Isospinzuordnung $T=1$ durchaus entspricht. Die starke Evidenz wird dabei sicher durch die hohe Relativenergie im α_0 -Kanal gefördert, aufgrund derer für das α -Teilchen die Wahrscheinlichkeit groß ist, den Coulomb- und Drehimpulswall zu durchdringen. Außerdem trägt der hohe Drehimpuls ($J=3$) über den statistischen Faktor $(2J+1)$ im Wirkungsquerschnitt maßgeblich zur Gesamtstärke bei.

$E_x = 20,82-21,27$ MeV ($E_p = 5,3-5,8$ MeV)

In diesem Bereich ist bei $E_x = 20,98$ MeV ein Niveau angegeben (AJZ75), dessen Daten noch unbekannt sind. Die Existenz dieses Zustandes gründet sich im wesentlichen auf zwei Beobachtungen. Einmal tritt im Neutronenkanal der Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ ein resonanzartiger Buckel auf (BAI55, LEG61, OVE65), und zum andern haben Allas und Mitarbeiter ein Maximum in der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}(4,439 \text{ MeV})$ gefunden, das allerdings um 200 keV zu höheren Energien hin verschoben ist (ALL64). Bei unseren Untersuchungen durchläuft der totale Wirkungsquerschnitt sowohl im α_0 - als auch im p_1 -Kanal in diesem Bereich ein Minimum und zeigt keinerlei Hinweis auf eine Resonanz. Andererseits ist dieses Gebiet das einzige, in dem die p_1 -Winkelverteilungen und die der α_0 durch keine Überlagerung zweier Niveaus zufriedenstellend wiedergegeben werden können. Ein möglicher Grund ist die Existenz eines Niveaus, das zwar in den angesprochenen Kanälen sehr schwach auftritt, aber starke Interferenzen mit den übrigen Beiträgen erzeugt. Die Fehlanpassung kann aber auch durch die Überlagerung der beiden 3^- -Niveaus bei $E_x = 20,6$ MeV und 21.6 MeV mit dem 2^+ -Untergrund verursacht sein. Wir können deshalb aufgrund unserer Untersuchungen keine eindeutige Aussage über die Existenz eines Niveaus in diesem Bereich machen.

$E_x = 21,27-21,73$ MeV ($E_p = 5,8-6,3$ MeV)

In der Literatur finden wir in diesem Bereich bei $E_x = 21,6$ MeV ein breites Niveau ($\Gamma = 1200 \pm 200$ keV), dem eindeutig der Drehimpuls $J^\pi = 3^-$ zugeordnet wird. Diese Angabe stützt sich hauptsächlich auf Messungen inelastischer Streuungen an ^{12}C , (e,e') und (p,p'), die jedoch in der Isospinzuordnung differieren. Während Yamaguchi (YAM71) aus der Elektronenstreuung die Zuordnung $T=1$ befürwortet, kommt Buenerd (BUE77) durch Vergleich von $^{12}\text{C}(p,p')$ - und $^{12}(\alpha,\alpha')$ -Streuxperimenten zum Ergebnis $T=0$.

Die Drehimpulszuordnung für dieses Niveau wird von unseren Ergebnissen bestätigt. Die 3^- -Intensität zeigt in allen drei

untersuchten Kanälen und in unterschiedlichen Kombinationen ein resonantes Verhalten. Die Niveaubreite fällt allerdings nach unseren Beobachtungen deutlich kleiner aus. Bezüglich des Isospins können wir keine eindeutige Aussage machen, doch tendieren wir aufgrund der sehr kleinen α -Breite (vgl. Kap. 6) zu dem Wert $T=1$. Die α_0 -Breite ist nämlich von der gleichen Größenordnung wie bei der 3^- -Resonanz um $E_p=5,1$ MeV, deren Isospin $T=1$ gut gesichert ist.

$$E_x=21,76-22,28 \text{ MeV } (E_p=6,3-6,9 \text{ MeV})$$

In diesem Energiebereich wird in der Literatur bei $E_x=21,95$ MeV ein 800 keV breites Niveau mit den Daten $J^\pi, T = 1^-, 1$ angegeben (AJZ75). Diese Zuordnung stützt sich im wesentlichen auf die Elektronenstreuungen von Yamaguchi (YAM71) und Proca (PRO68), wobei letzterer allerdings das Niveau bei 22,2 MeV beobachtet. Außerdem bestätigen die Ergebnisse der inelastischen Protonenstreuung von Buenerd (BUE77) diese Angaben. Schalenmodellrechnungen sagen in diesem Gebiet ein 1^- -Niveau bei etwa 22 MeV voraus, das eine ausgesprochene Einteilchenstruktur besitzt (Konfiguration $1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2}$). Es sollte deshalb gut über den Eingangskanal $1^1\text{B}+p$ angeregt werden können, weil im Targetkern die $(1p_{3/2}^{-1})$ -Konfiguration schon vorgebildet ist. Unsere Ergebnisse zeigen bei dieser Energie nur eine Kombination mit resonantem 1^- -Beitrag. Die breite Schulter im Verlauf der 1^- -Intensität des p_2 -Kanals könnte auf diese Resonanz hindeuten (Fig. 39). Ansonsten konzentriert sich die 1^- -Stärke im Bereich um $E_x=22,25$ MeV. Hier ist nicht nur im p_2 -Kanal eine starke 1^- -Struktur zu beobachten, sondern auch die p_1 - und p_3 -Streuung zeigen energetisch korrelierte 1^- -Resonanzen, die immer in Verbindung mit einem nicht resonanten 2^+ -Partner auftreten. Bei $E_x=21,95$ MeV dagegen finden wir im p_1 -Kanal resonanzartige 2^- -Strukturen in zwei Kombinationen, während im p_2 - und p_3 -Kanal korreliert 2^+ -Strukturen gegen einen 2^- -Partner auftreten. Aus diesen Ergebnissen müssen wir schließen, daß das angegebene Niveau bei $E_x=21,95$ MeV in den inelastischen Protonenkanälen entweder nicht sichtbar wird oder aber von dieser Analyse nicht

signifikant erfaßt werden kann. Wir sehen im gleichen Gebiet Anzeichen für eine 2^+ -Resonanz, die korreliert in zwei Kanälen auftritt. Die $J^\pi=1^-$ -Resonanz ist deutlich gegen $E_x=22,25$ MeV verschoben und rückt damit in die Nähe der von Proca gefundenen Energie. Allerdings läßt sich im Rahmen dieser Untersuchung bei einer solch breiten Struktur die Energielage nicht auf 100 keV genau festlegen.

$$\underline{E_x=22,25-22,83 \text{ MeV } (E_p=6,9-7,5 \text{ MeV})}$$

In dieses Gebiet fällt bei $E_x=22,5$ MeV das Zentrum der Dipolriesenresonanz ($J^\pi, T=1^-, 1$), die sehr stark in γ -Ausgangskanälen, aber auch in γ -Einfangreaktionen beobachtet wird. Die Kuppe der 3,2 MeV breiten Resonanz ist nach Beobachtungen letzterer Reaktionen stark aufgespalten. So wurde z.B. im Zentrum bei $E_x=22,5$ MeV eine zusätzliche, 275 keV breite 1^- -Resonanz gefunden (AJZ75). Beiträge von Niveaus mit anderen Drehimpulsen sind bisher nicht bekannt.

In unseren Ergebnissen fehlt überraschenderweise jeglicher Hinweis auf eine starke, resonante 1^- -Intensität, sowohl im p_1 - wie im p_3 -Kanal. Nur in der p_2 -Streuung ist deutlich eine starke 1^- -Resonanz zu erkennen. Dagegen finden wir in allen drei inelastischen Kanälen korreliert resonante 3^- -Strukturen in Verbindung mit einem 2^+ -Untergrund. Dieser Untergrund ist zwar immer stark gegen den 3^- -Anteil, doch die Resonanzstrukturen des letzteren sind unverkennbar. Wir nehmen deshalb an, daß im Gebiet um $E_x=22,5$ MeV eine 3^- -Resonanz existiert, die in den bisher untersuchten Reaktionen nicht gefunden werden konnte, weil sie durch die starke E1-Riesenresonanz zugedeckt wird. In unserer Analyse taucht sie eindeutig auf, da in den inelastischen Kanälen die Dipolriesenresonanz offensichtlich stark unterdrückt ist. Für den Isospin sollte sich wegen des Fehlens im α_0 -Kanal (Fig.17) der Wert $T=1$ ergeben. Ein Vergleich mit Schalenmodellrechnungen zeigt den nächstgelegenen ($3^-, T=1$)-Zustand bei $E_x=23,5$ MeV, d.h. ein MeV oberhalb unserer Resonanzstelle (GIL64). Eine Verbindung dieser beiden Niveaus ist deshalb nicht zwingend, doch würde der $1p-1h$ -Charakter des Schalenmodellzustandes gut zu der Evidenz in der inelastischen Streuung passen.

Neben diesen in den letzten vier Abschnitten diskutierten Resonanzen sind die durchweg vorhandenen starken 2^+ -Anteile die auffallendste Erscheinung. Sie bilden die häufigsten Vertreter in allen vier Ausgangskanälen, da sie immer in Verbindung mit mehreren anderen Compounddrehimpulsen die Meßdaten beschreiben können. Auch im α_0 -Zerfall, bei dem nur eine geeignete Drehimpulskombination existiert, dominieren, wenn wir von der Umgebung der 3^- -Resonanzen absehen, die 2^+ -Beiträge im gesamten Energiebereich (Fig.50). An ihrer Existenz zweifeln wir deshalb nicht.

Um eine physikalische Vorstellung vom möglichen Ursprung dieser 2^+ -Strukturen zu bekommen, müssen wir ihren energetischen Verlauf untersuchen. Dieser hängt zwar stark von der jeweiligen Drehimpulskombination ab, doch einige Merkmale wiederholen sich in allen Ausgangskanälen:

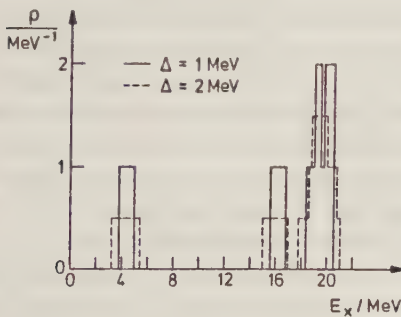
Im Bereich bis zu $E_x = 21,8$ MeV liefert die $2^+ - 3^-$ -Kombination die besten Anpassungen und kann in eindrucksvoller Weise die beiden 3^- -Resonanzen bei $E_x = 20,6$ MeV und $21,6$ MeV reproduzieren. Dabei verhält sich die 2^+ -Stärke in allen Fällen wie ein gewellter Untergrund, der im gesamten Bereich stark ist und im Mittel zu höheren Energien ansteigt. Oberhalb von $E_x = 21,8$ MeV werden die Strukturen der 2^+ -Beiträge ausgeprägter. In Verbindung mit $J^\pi = 3^-$ bleibt im p_1 - und p_3 -Kanal das Untergrundverhalten bestehen, doch treten im Vergleich mit anderen Partnern auch starke Resonanzstrukturen hervor. Von diesen können die um $E_x = 22$ MeV und eventuell um $E_x = 22,3$ MeV als echt betrachtet werden.

Insgesamt gesehen können wir die 2^+ -Beiträge folgendermaßen beschreiben: Im gesamten untersuchten Energiebereich ist ein energetisch langsam ansteigender, starker 2^+ -Untergrund enthalten. Mit wachsender Energie wird er unregelmäßiger und weist oberhalb von $E_x = 21,8$ MeV eigene resonanzartige Strukturen auf.

Prinzipiell können zwei entgegengesetzte Eigenschaften des Compoundkerns ^{12}C für dieses Verhalten der 2^+ -Stärken verantwortlich sein. Auf der einen Seite würden viele breite und stark überlappende 2^+ -Niveaus einen so strukturierten Untergrund erzeugen. Einzelne Resonanzstrukturen kommen dann dadurch

zustande, daß einige dieser Zustände deutlich stärker sind als ihre Nachbarn. Bei dem beobachteten Verlauf würde das schon bei $E_x = 20,5$ MeV eine hohe 2^+ -Niveaudichte bedeuten. Andererseits kann das gefundene 2^+ -Verhalten auch von einer sehr (einige MeV) breiten und stark fragmentierten Resonanz hervorgerufen werden, deren Zentrum bei höheren Energien außerhalb des von uns untersuchten Bereichs liegt. Wir sehen dann nur noch den niederenergetischen Ausläufer dieser "Riesenresonanz", den wenige schmalere 2^+ -Resonanzen überlagern.

Jede Entscheidung für das eine oder andere Extrem ist mehr oder weniger spekulativ, da andere, uns verborgene Ursachen nicht ausgeschlossen werden können. Wenn aber eine dieser Möglichkeiten zutrifft, so halten wir die zweite Variante für die wahrscheinlichere. Gegen die erste Version spricht die notwendig hohe 2^+ -Niveaudichte. Nach Abschätzungen aus auf diesen Energiebereich extrapolierten Niveaudichteformeln (Anhang C) muß die obere Grenze bei etwa 2 Niveaus/MeV liegen. Größenordnungsmäßig das gleiche Ergebnis erhält man, wenn man die experimentell gefundenen Niveaudichten aus dem energetisch tiefer liegenden Bereich im Kern ^{12}C extrapoliert (Fig. 52).



Figur 52:
 2^+ -Niveaudichten in ^{12}C
aus bisher bekannten Daten
(AJZ75) und für die zwei
Mittelungsintervalle
 $\Delta = 1$ MeV und $\Delta = 2$ MeV.

Die zweite Möglichkeit fordert die Existenz einer sehr breiten 2^+ -Resonanz, die wegen der starken Evidenz im α_0 -Kanal mit der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz (ISQRR) im Kern ^{12}C identisch sein müßte. Da diese ISQRR im Atomkern ^{12}C in letzter Zeit umstritten ist, soll im folgenden darauf eingegangen werden. Ausführliche Übersichtsartikel sind dazu von Bertrand (BER76)

und Wagner (WAG78) erschienen. Auf sie sei immer verwiesen, wenn keine anderen Literaturhinweise gegeben werden.

Allgemein können Riesenresonanzen als hoch angeregte Zustände eines Atomkerns angesehen werden, bei dem Protonen und Neutronen als getrennte Gesamtheiten kollektive Bewegungen (Schwingungen) ausführen. Erfolgen diese gleichphasig, so sprechen wir von isoskalaren Anregungen (Isospin $T=0$), sind sie gegenphasig, so bezeichnen wir sie als isovektoriell ($T=1$). Im Schalenmodell werden die Riesenresonanzen durch kohärente Nukleonenübergänge von Zuständen einer Oberschale in solche einer anderen beschrieben. Dabei darf sich aus Gründen der Paritätserhaltung die Hauptquantenzahl N der Oberschalen entweder nur um gerade oder ungerade ganze Zahlen ändern. Für die ISQRR sind nur die beiden Möglichkeiten $\Delta N=0$ oder $\Delta N=2$ erlaubt. $\Delta N=0$ gehört dabei zu Übergängen zwischen Zuständen innerhalb einer Oberschale, und diese Anregung wird mit dem tiefstliegenden 2^+ -Niveau des Kerns identifiziert. Im Fall des Kerns ^{12}C handelt es sich um den ersten angeregten Zustand bei $E_x = 4,44$ MeV. Das Zentrum der $\Delta N=2$ -Anregungen liegt für alle Atomkerne, die die ISQRR zeigen, in guter Näherung bei $E_x = 63 A^{-1/3}$ MeV (A =Nukleonenzahl des Kerns). Für ^{12}C bedeutet das eine Anregungsenergie von 27,5 MeV. Ein wichtiges Kriterium für die Existenz einer Riesenresonanz ist ihre Stärke. Da es sich um einen kollektiven Übergang handelt, sollte die Übergangswahrscheinlichkeit deutlich größer sein als für einen Ein-Teilchen-Übergang (etwa einen Faktor 10) und insgesamt einer theoretisch oberen Grenze möglichst nahe kommen. Diese obere Schranke wird häufig durch eine energiegewichtete Summenregel gesetzt (EWSR=Energy Weighted Sum Rule), mit der die beobachteten Resonanzstärken verglichen werden. Schöpfen sie die EWSR weitgehend aus, so ist das ein Beweis für die Existenz der entsprechenden Riesenresonanz. Andernfalls muß ihr Vorhandensein bezweifelt werden. Beim Atomkern ^{12}C ist die Existenz der ISQRR heute stark umstritten. Bis 1976 konnte sie bei vielen Kernen über einen weiten Bereich des Periodensystems, von ^{208}Pb bis ^{16}O , nachgewiesen werden, und Untersuchungen von Geramb (GER75) und Youngblood (YOU75) lieferten starke Hinweise für ihre Existenz

im Kern ^{12}C bei $E_x = 27$ MeV. Weitere Untersuchungen von Knöpfle (KNÖ76) und Riedesel (RIE78) stellen diese Ergebnisse bezüglich ^{12}C jedoch stark in Frage. Knöpfle und Mitarbeiter untersuchten die inelastische α -Streuung an ^{12}C , $^{20,22}\text{Ne}$ und ^{28}Si bei $E \approx 150$ MeV. Während sie die ISQRR in Ne und Si bestätigen konnten, fanden sie mit maximal $(16 \pm 5)\%$ ESWR keine bemerkenswerte E2-Stärke im Kern ^{12}C . Die Ergebnisse von Riedesel und Mitarbeitern sind noch überzeugender. In einem $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')\text{C}$ -Koinzidenzexperiment bei $E_\alpha = 104$ MeV konnten sie zeigen, daß ein großer Teil der beobachteten α -Teilchen im Riesenresonanzgebiet aus Konkurrenzreaktionen kommt. In allen drei untersuchten ^{12}C -Zerfallskanälen, α_0 , α_1 und p_0 , finden sie weniger als 15% der ESWR.

Diese Ergebnisse wiegen sicher schwer, doch wir glauben, daß sie nicht ausreichen, um die Existenz der ISQRR im Kern ^{12}C endgültig auszuschließen. In beiden Fällen wurde die Riesenresonanz über inelastische α -Streuung angeregt, von der aber bekannt ist, daß sie die ISQRR umso besser enthüllt, je höher die Einschußenergie E_α ist. So sagen DWBA-Rechnungen eine Zunahme des Verhältnisses $\sigma(\text{ISQRR})/\sigma(2_1^+)$ mit E_α voraus ($\sigma(2_1^+) =$ Wirkungsquerschnitt für die Anregung des ersten 2^+ -Niveaus), und vergleichende (α, α') -Messungen an leichten Kernen bei $E_\alpha = 96$ MeV und 150 MeV bestätigen diese Rechnungen. Es ist deshalb durchaus möglich, daß die ISQRR erst bei höheren Einschußenergien als den bisher verwendeten deutlich sichtbar wird. Dieses Argument trifft besonders auf die Riedesel-Messung zu, die lediglich bei $E_\alpha = 104$ MeV durchgeführt wurde. Außerdem haben die Autoren nur die α_0 -, α_1 - und p_0 -Zerfallskanäle untersucht, wogegen unsere Ergebnisse starke 2^+ -Anteile im p_1 -Kanal aufweisen.

Ein weiteres Argument gegen die Ablehnung der ISQRR im Kern ^{12}C ist die Beschränkung der bisherigen Untersuchungen auf einen Eingangskanal. Dehesa und Mitarbeiter haben gezeigt, daß der Hauptanteil der E2-Riesenresonanzen in den Kernen ^{12}C und ^{16}O durch $(1f_{7/2}^{-1}p_{3/2})$ -Konfigurationen (beschrieben im Schalenmodell) gebildet wird und die in allen leichten Kernen beobachtete Aufspaltung der Resonanz durch die Ankopplung von $(2p-2h)$ -Zu-

ständen erfolgt (DEH77). Damit ist aber der Eingangskanal $^{11}\text{B}+p$ bevorzugt, weil im Kern ^{11}B die $(1p_{3/2}^{-1})$ -Konfiguration vorgebildet ist und die Riesenresonanz durch den Einfang eines Protons in die $1f_{7/2}$ -Schale direkt, d.h. einstufig angeregt werden kann. Experimentelle Evidenz dafür finden wir in der Arbeit von Buck und Mitarbeitern (BUC77), die die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0) ^8\text{Be}$ im Gebiet der Riesenresonanz untersucht haben. Die gemessenen Winkelverteilungen zeigen starke Rückwärtsanstiege, die aufintegriert eine breite Resonanzstruktur um $E_x=27$ MeV aufweisen.

Aufgrund dieser Argumente erscheint es uns durchaus möglich, daß die 2^+ -Anteile, die wir in unseren Messungen finden, die Ausläufer der ISQRR im Kern ^{12}C darstellen. Daß wir trotz der großen Entfernung vom Zentrum der Resonanz bei $E_x=27$ MeV diese relativ starken Beiträge finden, kann durch die Ankopplung von Mehr-Teilchen-Mehr-Loch-Zuständen erklärt werden, die eine Aufspaltung der ISQRR über viele MeV bewirkt. Die einzelnen 2^+ -Strukturen, die wir dem Untergrund überlagert finden, passen schließlich ebenfalls in das Bild einer stark fragmentierten Riesenresonanz.

6. Resonanzanalyse

Die im vorangegangenen Kapitel diskutierte Untersuchung der Winkelverteilungen kann nur Informationen über die an der Reaktion beteiligten Drehimpulse liefern. Die übrigen charakteristischen Daten einer Resonanz, Niveaubreiten und Energielage, stecken implizit in den Fitparametern. Sie können besser durch eine Analyse der Anregungsfunktionen $\sigma(E)$ gewonnen werden, da die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts diese Eigenschaften direkter widerspiegelt als eine Winkelverteilung. Die Grundlage unserer Auswertung liefert die R-Matrix-Theorie, die schon in den 30er Jahren von Breit und Wigner begründet wurde (BRE36). Wir stützen uns hauptsächlich auf den zusammenfassenden Artikel von Lane und Thomas (LAN58), auf den im folgenden immer dann verwiesen sein soll, wenn keine anderen Angaben gemacht werden.

Der Vorteil der R-Matrix-Theorie liegt darin, daß der Benutzer eine geschlossene Theorie zur Hand hat, mit der er aufgrund einer geeigneten Parametrisierung ohne detaillierte Kenntnis des Kernpotentials bzw. der Wellenfunktionen im Compoundkern Aussagen über Energiezustände des Zwischenkerns machen kann. Die Grundidee der Theorie soll im folgenden kurz dargestellt werden.

a) Grundlagen der R-Matrix-Theorie

Unter der Annahme, daß die untersuchte Reaktion oder Streuung über ein langlebiges Zwischensystem, den Compoundkern, abläuft, wird der Konfigurationsraum in zwei Bereiche unterteilt. Im "internen Gebiet" bilden alle beteiligten Nukleonen den Compoundkern, der durch eine Gesamtwellenfunktion Ψ beschrieben werden kann. Dieses quasistabile Compoundsystem zerfällt nach einer Zeit, die lang ist verglichen mit der ungestörten Flugzeit des Geschößteilchens durch den Bereich des Targetkerns, in einen der möglichen Ausgangskanäle. Alle Ausgangskanäle bilden zusammen mit dem Eingangskanal den externen Bereich, in dem die beiden auslaufenden Teilchen getrennt sind, und in dem

nur noch weitreichende, abstands(r)-abhängige Potentiale die Wechselwirkung unter ihnen bestimmen. Die Trennung dieser beiden Räume wird für jeden Kanal durch den Kanalradius r_c bestimmt, und alle Kanalradien zusammen bilden einen Parametersatz $\{r_c\}$, der a priori in die Theorie hineingesteckt wird. Bei dieser Definition sind die Kanalradien nicht exakt festgelegt. Die einzige Bedingung, der sie genügen müssen, verlangt, daß für $r > r_c$ nur weitreichende, r-abhängige Kräfte zwischen den Stoßpartnern wirken dürfen, und damit ist wegen der endlichen Reichweite der starken, nicht nur abstandsabhängigen Kernkräfte lediglich eine untere Schranke für r_c definiert. Es ist jedoch allgemein üblich, diesen Grenzwert für den Kanalradius anzusetzen und damit den Parametern $\{r_c\}$ eine physikalische Bedeutung zu geben. Wir haben deshalb für r_c den Abstand der beiden Stoßpartner im Grundzustand angesetzt, und zwar nach der Formel

$$r_c = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad (6)$$

A_1, A_2 = Nukleonenzahlen der Teilchen im Kanal c,
 $r_0 = 1,4 \text{ fm}$ = Radiusparameter.

Im externen Bereich hat man in der Regel nur die Coulombwechselwirkung zwischen den Stoßpartnern zu berücksichtigen, und man kann deshalb die Wellenfunktionen in den einzelnen Kanälen bestimmen. Im internen Bereich dagegen ist die genaue Form der Wechselwirkung unbekannt, und selbst wenn sie bekannt wäre, ist eine mathematische Lösung des Viel-Nukleonproblems bisher nicht möglich. Die R-Matrix-Theorie bietet hier den Vorteil, daß sie keine speziellen Annahmen über die interne Wellenfunktion ψ des Compoundsystems macht. Sie fordert nur, daß eine solche existiert und sich nach Beiträgen ψ_{JM} zu definiertem Compounddrehimpuls J mit der z-Komponente M zerlegen läßt, die einzeln der Schrödingergleichung

$$H \psi_{JM} = E \psi_{JM}$$

gehören. Mathematisch kann dann jedes ψ_{JM} im Innern nach einem vollständigen Eigenfunktionensystem entwickelt werden,

$$\psi_{JM} = \sum_{\lambda} A_{\lambda J} X_{\lambda JM}$$

wobei die $X_{\lambda JM}$ ebenfalls Eigenfunktionen des Hamiltonoperators H zu den Energieeigenwerten $E_{\lambda J}$ sind:

$$H X_{\lambda JM} = E_{\lambda J} X_{\lambda JM} . \quad (6a)$$

Diese Bedingung definiert das Funktionensystem $\{X_{\lambda JM}\}$ jedoch noch nicht eindeutig, so daß eine zusätzliche Randbedingung notwendig ist, um die Eigenfunktionen und die Energien $E_{\lambda J}$ festzulegen. Diese Randbedingungen, die ebenfalls a priori vorgegeben werden müssen, legen das Verhalten der Funktionen $X_{\lambda JM}$ bei $r=r_C$ fest und bilden zusammen einen zweiten notwendigen Parametersatz $\{B_C\}$. Jedes einzelne B_C entspricht dabei einer Art logarithmischer Ableitung der internen Wellenfunktionen am Kernrand.

Dieser Entwicklung nach Eigenfunktionen $X_{\lambda JM}$ mit Energieeigenwerten $E_{\lambda J}$, die mit den Anregungsenergien des Compoundkerns identifiziert werden, liegt die Vorstellung zugrunde, daß das Compoundsystem, obwohl an sich ungebunden, während seiner Lebensdauer einen quasi-gebundenen Compoundkern bildet. Diesem können quasi-stationäre Anregungszustände $X_{\lambda JM}$ bei definierten Energien $E_{\lambda J}$ zugeordnet werden, die dann die angegebenen Niveaus des Zwischenkerns repräsentieren. Mit der Vorgabe des Parametersatzes $\{B_C\}$ sind diese Zustände und ihre Energielagen eindeutig definiert.

Die Eigenschaften des internen Bereichs werden im weiteren Verlauf der Theorie durch eine R-Matrix $R_{C,C}$ repräsentiert. Durch den Anschluß bei $r=r_C$ an den externen Bereich ergibt sich schließlich eine Beziehung zwischen dieser R-Matrix und einem der Messung zugänglichen Wirkungsquerschnitt. In der Praxis läuft das Verfahren letztlich auf eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts hinaus, in der neben den Resonanzenergien $E_{\lambda J}$ die reduzierten Breiten $\gamma_{\lambda C}^2$ anzupassende Größen bedeuten. Die Amplituden $\gamma_{\lambda C}$ der reduzierten Breiten sind dabei proportional zum Überlapp der Energieeigenfunktionen $X_{\lambda JM}$ mit dem Winkelanteil ϕ_C der Kanalwellenfunktion am Kanalradius r_C :

$$\gamma_{\lambda C} = (\hbar^2/2M_{CC}r_C)^{1/2} \int \phi_C X_{\lambda JM} dS_C \quad (7)$$

Dabei gilt

c = Kanalindex = charakteristisches Quantenzahl-Tupel
 $\{\alpha \ell m s v\}$,

M_c = reduzierte Masse der Stoßpartner.

Das Integral erstreckt sich über die Kanaloberfläche S_c , die den internen Bereich des Compoundkerns vom externen Kanal trennt. Mit dieser Definition sind die Parameter $\gamma_{\lambda c}^2$ ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der der Compoundkern der Resonanzenergie E_λ in den Ausgangskanal c zerfällt, bzw. durch den Eingangskanal c gebildet wird.

Die geschlossene Resonanztheorie läßt sich nur in einfachsten Fällen (z.B. isolierte Resonanzen und s-Wellen) ohne große Schwierigkeiten anwenden. Wenn die Zahl der offenen Kanäle ansteigt, vermehrt sich in gleichem Maß die Zahl der benötigten Parameter. Dasselbe gilt für den Fall, daß bei einer Energie mehrere Resonanzen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. In solchen Situationen ist eine Analyse meistens nur unter starken Näherungen möglich. In dem von uns untersuchten Energiebereich sind neben den beobachteten Ausgangskanälen noch der α_1 -Kanal sowie Neutronen- und γ -Kanäle geöffnet (Fig.1). Außerdem überlappen die einzelnen Resonanzen zum Teil stark, so daß eine Anwendung des vollen R-Matrix-Formalismus von vornherein ausgeschlossen ist. Wir haben uns deshalb auf die Untersuchung der winkelintegrierten, totalen Wirkungsquerschnitte beschränkt, weil sich dabei die Beiträge verschiedener Compoundkernniveaus inkohärent überlagern. In diesem Fall können wir den Wirkungsquerschnitt durch eine Summe aus Ein-Niveau-Formeln beschreiben:

$$\sigma(E) = \sum_{J\pi} \sigma_{J\pi}(E) \quad \text{mit} \quad (8)$$

$$\sigma_{J\pi}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sum_{s\ell} \Gamma_{s\ell J\pi} \sum_{s'\ell'} \Gamma_{s'\ell' J\pi}}{(E - E_{J\pi} - \Gamma_{J\pi})^2 + \Gamma_{J\pi}^2/4}.$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt nur das reine Resonanzverhalten, so daß jeglicher Untergrund, z.B. aus Beiträgen nicht erfaßter, weit entfernter Resonanzen oder direkter Reaktionsanteile, vorher abgezogen sein muß. Der Vorfaktor ist durch den Eingangs-

kanal und durch den Compounddrehimpuls J bestimmt. Insbesondere gilt

$$E = E_{\text{LAB}} m_{11_B} / (m_{11_B} + m_p) = \text{Relativenergie im Eingangskanal,}$$

$$\chi^2 = 1/k^2 = \hbar^2 / 2ME ,$$

M = reduzierte Masse im Eingangskanal,

$I = 3/2$ = Targetspin, $i = 1/2$ = Projektilspin.

Im Zähler des Resonanzterms steht das Produkt aus den Summen über die Partialbreiten $\Gamma_{s\ell J\pi}$ im Eingangskanal und im Ausgangskanal ($\Gamma_{s'\ell'J\pi}$). Diese Partialbreiten sind mit den reduzierten Breiten über die Penetrabilitäten $P_\ell(\rho, \eta)$ verknüpft:

$$\Gamma_{s\ell J\pi} = 2 P_\ell(\rho, \eta) \gamma_{s\ell J\pi}^2 \quad (9)$$

Das heißt aber, daß die physikalisch bedeutungsvollen reduzierten Breiten nicht unmittelbar aus den Meßergebnissen extrahiert werden können, sondern nur über die Kenntnis der Penetrabilitäten. Diese wiederum sind Funktionen der Relativenergie E , der Ladungszahlen Z_1, Z_2 im beobachteten Kanal und des Kanalradius r_c :

$$P_\ell(\rho_c, \eta_c) = \left\{ \frac{\rho_c}{F_\ell^2(\rho_c, \eta_c) + G_\ell^2(\rho_c, \eta_c)} \right\}_{r=r_c} \quad (9a)$$

$$\rho_c = r_c k_c ,$$

$$k_c = 2M_c E_c / \hbar = \text{Betrag des Wellenvektors der Relativbewegung,}$$

$$E_c = E + Q_c = \text{Relativenergie im Kanal } c,$$

$$Q_c = \text{Energietönung der Reaktion in den Kanal } c,$$

$$\eta_c = Z_1 Z_2 / (4\pi\epsilon_0 e^2 \hbar v_c) = \text{Sommerfeldparameter,}$$

$$v_c = \text{Relativgeschwindigkeit im Kanal } c.$$

$F_\ell(\rho, \eta)$ und $G_\ell(\rho, \eta)$ sind die regulären und irregulären Lösungen der radialen Schrödingergleichung mit Coulombpotential und werden häufig mit Coulombfunktionen bezeichnet. Sie hängen vom Relativbahndrehimpuls (Quantenzahl ℓ), der Relativenergie E_c und dem Abstand r der Stoßpartner ab. Besonders bei kleinen

Relativenergien variieren die Coulombfunktionen stark mit dem Abstand r , und damit hängen die Penetrabilitäten empfindlich vom Kanalradius r_c ab.

Physikalisch ist $P_\ell(\rho, \eta)$ ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die Partialwelle ℓ den abstoßenden Coulomb- und Drehimpuls- wall durchtunnelt und in den Bereich (oder aus dem Bereich) der attraktiven Kernkräfte gelangt. Da das Zentrifugalpotential mit $\ell(\ell+1)$ ansteigt, nimmt die Penetrabilität mit wachsendem ℓ ab. Eine Verringerung des Kanalradius bedeutet andererseits eine Abnahme der Reichweite der Kernkräfte, und das vergrößert den Einfluß der repulsiven Coulomb- und Drehimpulspotentiale. Die Durchdringungswahrscheinlichkeit (und damit P_ℓ) sinkt mit abnehmendem Kanalradius r_c .

Diese Abhängigkeit vom Kanalradius wird über die Beziehung (9) an die reduzierten Breiten weitergegeben, deren Zahlenwert damit von einer Größe bestimmt ist, die in der formalen R-Matrix-Theorie nicht eindeutig festgelegt ist. Auch mit dem Ansatz (6) bleibt eine Unsicherheit im Kanalradius durch den Radiusparameter r_0 bestehen. Dessen Wert ist auch nicht eindeutig, sondern schwankt je nach Untersuchungsmethode (meistens n-,p- oder α -Streuung) und Nukleonenzahl A zwischen 1,2 fm und 1,4 fm. Es ist deshalb notwendig, die aus der Resonanzanalyse gewonnenen Daten zusammen mit dem Radiusparameter r_0 anzugeben, da jeder Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren nur unter Einbeziehung des Kanalradius sinnvoll ist. Der von uns verwendete Wert, $r_0=1,4$ fm, liegt am oberen Ende der angegebenen Schwankungsbreite und ist speziell für leichte Kerne ein häufig verwendetes Maß.

Daß diese Wahl nach der physikalischen Vorstellung sinnvoller ist als ein kleinerer Wert, sehen wir, wenn wir die Unschärfe in der Reichweite der Kernkräfte betrachten. Diese fallen nicht abrupt von ihrem Maximalwert auf Null ab (Kastenpotential), sondern verschwinden in einem, unabhängig von der Nukleonenzahl A , typischen Bereich von etwa 2,5 fm Breite. Bei leichten Kernen kann das bei zu kleiner Wahl von r_0 dazu führen, daß die Reichweite nur noch aus diesem diffusen Übergangsbereich besteht. So erhält man z.B. bei ^{11}B für den Radius R die Extremwerte

$$R = 2,67 \text{ fm } (r_0 = 1,2 \text{ fm})$$

und

$$R = 3,1 \text{ fm } (r_0 = 1,4 \text{ fm}) .$$

Im ersten Fall gibt es praktisch keinen Bereich, in dem die Kernkräfte voll wirksam sind.

Die Penetrabilitäten in den unterschiedlichen Kanälen sind in den Figuren 27, 35 und 49 aufgetragen. Erwartungsgemäß sinken sie mit steigendem Relativbahndrehimpuls ab und steigen mit wachsender Energie an. Die im Vergleich zu den Protonenkanälen großen Werte für den α_0 -Kanal resultieren aus der hohen Relativenergie im Ausgangskanal dieser exothermen Reaktion. Die für die Bestimmung der Penetrabilitäten notwendigen Coulombfunktionen haben wir mit Hilfe des Programms RCWFN berechnet (BAR74), dessen Genauigkeit in dem für uns wichtigen Bereich ausreichte. Ein Vergleich von Testrechnungen mit tabellierten Werten (BAR72, BAR74) ergab eine maximale Abweichung von 1%.

Bei allen Anpassungen haben wir die Amplituden der reduzierten Breiten als energieunabhängige Fitparameter angenommen. Dieser Ansatz ist mangels genauer Kenntnis der Compoundkernwellenfunktion der einfachste. Die Energieabhängigkeit der Partialbreiten ist damit allein durch die Penetrabilitäten bestimmt. Die bei der folgenden Analyse angegebenen Daten für die Breiten $\Gamma_{\lambda c}$ beziehen sich immer auf den Wert an der Resonanzenergie. Die im Nenner des Resonanzterms auftretende totale Breite $\Gamma_{J\pi}$ der Resonanz ist als Summe über die Partialbreiten definiert,

$$\Gamma_{J\pi} = \sum_{\alpha l s} \Gamma_{\alpha l J\pi} ,$$

und zwar über alle energetisch offenen und geschlossenen Kanäle. Die Beiträge der geschlossenen Kanäle sind jedoch nur in unmittelbarer Nähe ihrer Schwellen von Bedeutung, weil nur dort die reduzierten Breiten merkbar von Null verschieden sind. In dem von uns untersuchten Energiebereich haben wir deshalb solche Beiträge vernachlässigt. Die Energieabhängigkeit der totalen Breite wurde in unserer Fitfunktion nur durch die reduzierten Breiten der untersuchten Kanäle bestimmt. Die übrigen Breiten haben wir zu einer Restbreite zusammengefaßt und als energieunabhängigen Parameter in die Rechnung eingeführt. Der angegebene

Wert $\Gamma_{J\pi}$ bezieht sich wieder auf das Resonanzzentrum. Als letzter Parameter bleibt die Resonanzenergie $E_{J\pi}$, die als Eigenwert zur Funktion X_{JM} (Glg.6a) definiert ist. Abschließend müssen wir noch die Energieverschiebung $\Delta_{J\pi}$ diskutieren, die sich wie die totale Breite aus den Beiträgen aller möglichen Kanäle zusammensetzt und deshalb unabhängig vom speziell untersuchten Kanal ist:

$$\Delta_{J\pi} = \sum_{\alpha s l} \Delta_{\alpha s l J\pi} \quad (10)$$

Häufig werden die Resonanzfunktionen ohne diesen Verschiebungsterm angesetzt, so daß die beobachteten Resonanzenergien von den Eigenwerten $E_{J\pi}$ um $\Delta_{J\pi}$ verschoben sind. Solche Ansätze sind bezüglich der Resonanzlagen dann gerechtfertigt, wenn $\Delta_{J\pi}$ klein gegen $E_{J\pi}$ ist. Das kann aber oft erreicht werden, weil in der R-Matrix-Theorie neben den Kanalradien r_c ein zweiter freier Parametersatz $\{B_c\}$ zur Verfügung steht, der mit $\Delta_{J\pi}$ gekoppelt ist. Der Parameter B_c für den Kanal c ist definiert durch

$$B_c = \delta_{\lambda c} / \gamma_{\lambda c} \quad (\text{unabhängig von } l)$$

mit

$$\delta_{\lambda c} = \gamma_{\lambda c} + \left(\frac{r_c \hbar^2}{2M_c} \right)^{1/2} \int \phi_c^* \text{grad} X_{\lambda J\pi} dS \quad (11)$$

Die Definition der einzelnen Größen entspricht der in Glg.7 für die Amplitude der reduzierten Breite. Damit ist, wie schon oben angedeutet, B_c eine Art logarithmische Ableitung am Kernrand, der die internen Wellenfunktionen genügen müssen. Die freie Wahl dieser Werte kann die Energieeigenwerte der $X_{\lambda JM}$ verschieben, was in der Ein-Niveau-Näherung durch die Beziehung

$$\Delta_{\alpha s l J\pi} = \Delta_{c J\pi} = -\gamma_{c J\pi}^2 (S_c - B_c) \quad (12)$$

wiedergegeben wird. Die Funktionen S_c sind ähnlich wie die Penetrabilitäten durch die Coulombfunktionen am Kernrand bestimmt:

$$S_c(E) = S_{\alpha l}(E) = \left\{ \frac{\rho_{\alpha} (F_{\alpha l} F'_{\alpha l} + G_{\alpha l} G'_{\alpha l})}{F_{\alpha l}^2 + G_{\alpha l}^2} \right\}_{r=r_c} \\ = P_c (F_{\alpha l} F'_{\alpha l} + G_{\alpha l} G'_{\alpha l})_{r=r_c} \quad (13)$$

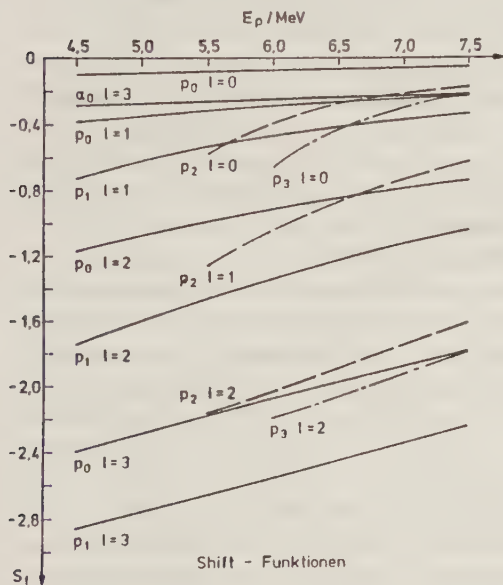
Der Strich bedeutet dabei die Ableitung nach dem Radius r ($F' = \partial F / \partial r$). Über die Coulombfunktionen sind die S_C und damit die Beiträge der Energieverschiebung energieabhängig. Wählt man für die freien Parameter B_C die Werte

$$B_C = S_C(E_J) ,$$

so verschwindet die Energieverschiebung $\Delta_{J\pi}$ an der Resonanzstelle. Ist $\Delta_{J\pi}$ obendrein noch schwach energieabhängig, so sind die Resonanzansätze ohne Verschiebungsterm sicher eine gute Näherung. Wir haben bei unserer Analyse allerdings die Erfahrung gemacht, daß die Abhängigkeit von den reduzierten Breiten,

$$\Delta_{CJ\pi} = \Delta_{CJ\pi} (\gamma_{CJ\pi}^2) ,$$

eine beträchtliche Veränderung der totalen Breite der Resonanz bewirken kann. Wenn wir uns dazu den Verlauf der Funktion S_C in Figur 53 anschauen, so sind diese in allen Fällen negativ und steigen mit wachsender Energie an. Die Krümmungen sind



in den meisten Fällen so schwach, daß für den Bereich unter der Resonanz, -das ist im allgemeinen ein Energiebereich von einigen hundert keV-, eine lineare Näherung erlaubt ist. Entwickelt man die Funktion $S(E)$ um die Resonanzenergie $E_{J\pi}$, so ergibt sich für die Verschiebung $\Delta_{J\pi}$:

Figur 53: Verlauf der Funktionen S_l in beobachteten Kanälen

$$\begin{aligned}\Delta_{J\pi} &= \sum_c \Delta_{c,J\pi} = \sum_c (\Delta_{c,J\pi}(E_{J\pi}) + (E - E_{J\pi}) \left. \frac{d\Delta_{c,J\pi}}{dE} \right|_{E=E_{J\pi}}) \\ &= - \sum_c (E - E_{J\pi}) \gamma_{c,J\pi}^2 \left. \frac{dS_c}{dE} \right|_{E=E_{J\pi}}.\end{aligned}$$

Da dS_c/dE und γ_c^2 positive Größen sind, ist

$$\begin{aligned}\Delta_{J\pi} &> 0 \text{ für } E < E_{J\pi} \\ \Delta_{J\pi} &< 0 \text{ für } E > E_{J\pi}\end{aligned}$$

Der Beitrag im ersten Term des Resonanznennumers (8) wird in jedem Fall größer, und damit muß zum Ausgleich der Zähler ebenfalls anwachsen. Da in diesem aber nur ein Produkt aus Partialbreiten steht, vergrößern sich diese und mit ihnen die totale Breite.

Zusammenfassend müssen wir betonen, daß durch die Energieabhängigkeit der Partialbreiten und verstärkt durch die Mitnahme des Energieverschiebungsterms $\Delta_{J\pi}$ die resultierende totale Breite häufig stark von der beobachteten Halbwertsbreite der Resonanz (Breite bei $\sigma_{\max}/2 = \Gamma_{FWHM}$) abweicht. Die Breite Γ steigt über die Resonanz hinweg mit wachsender Energie an und ihr Wert bei der Resonanzenergie kann ein Vielfaches der Halbwertsbreite ausmachen. Die Resonanzkurve selbst wird asymmetrisch, weil der hochenergetische Ausläufer nur langsam abfällt. Diese Effekte sind umso stärker, je näher die untersuchte Reaktion an ihrer Einsatzschwelle abläuft, weil in diesem Bereich die Energieabhängigkeit der Coulombfunktionen und damit der Penetrabilitäten P und der "Shiftfunktionen" S stark ausgeprägt ist. Um den Unterschied zu verdeutlichen, haben wir bei unseren Ergebnissen neben den angepaßten Γ -Werten aus der Resonanzfunktion auch die Halbwertsbreite Γ_{FWHM} angegeben.

b) Fehlerbetrachtung

Die durch die experimentellen Unsicherheiten bedingten Fehler der Resonanzparameter haben wir in einem statistischen Verfahren ermittelt. Dazu wurden die Meßdaten innerhalb ihrer Fehlergrenzen variiert und die dabei auftretenden Parameteränderungen

untersucht. Die Variation erfolgte dabei bezüglich der Wirkungsquerschnitte für jeden Meßwert unabhängig mit Hilfe eines gaußförmig gefalteten Zufallszahlengenerators. Dieser liefert zufällige Zahlenwerte zwischen $-\infty$ und $+\infty$, deren Wahrscheinlichkeit gaußförmig mit dem Maximum am Mittelwert und einer dem Meßfehler entsprechenden Standardabweichung verteilt ist. Bei der Variation einer Anregungsfunktion mit z.B. 20 Meßpunkten werden dann 20 unabhängige Zufallszahlen gezogen, von denen jede entsprechend ihrem Betrag und Vorzeichen den Meßwert innerhalb seiner Fehlergrenzen verschiebt. Die energetische Lage der Meßpunkte ist mit einem Fehler von 10 keV behaftet, der im wesentlichen durch die energiedefinierenden Elemente des Strahlführungssystems, Ulenkmagnet und Schlitze, sowie durch Fehler der Absoluteichung bestimmt wird. Sie sollte deshalb für jede unabhängige Meßreihe gleich bleiben. Aus diesem Grund haben wir in jeder Anregungsfunktion, die Daten aus unterschiedlichen Messungen enthält, die Energielagen der Punkte verschiedener Messungen unabhängig voneinander variiert, zusammengehörende Werte jedoch um den gleichen Betrag verschoben. Da a priori durch die experimentelle Reproduzierbarkeit der Schlitzstellungen keine Energie bevorzugt ist, haben wir die Wahrscheinlichkeit innerhalb des Fehlerintervalls von ± 10 keV als gleichverteilt angenommen.

Dieses statistische Verfahren ermöglicht es, aus der experimentellen Unsicherheit der Meßdaten direkt die Fehler der Resonanzparameter zu bestimmen. Allerdings ist es wegen der aufwendigen Rechenzeit nur anwendbar, wenn der Zeitbedarf für eine einzelne Parameteranpassung und die zu analysierende Datenmenge gering sind. Da letzteres bei der Vielzahl der untersuchten Winkelverteilungen nicht zutrifft, mußten wir bei der Drehimpulsanalyse auf die dort beschriebene Fehleruntersuchung zurückgreifen.

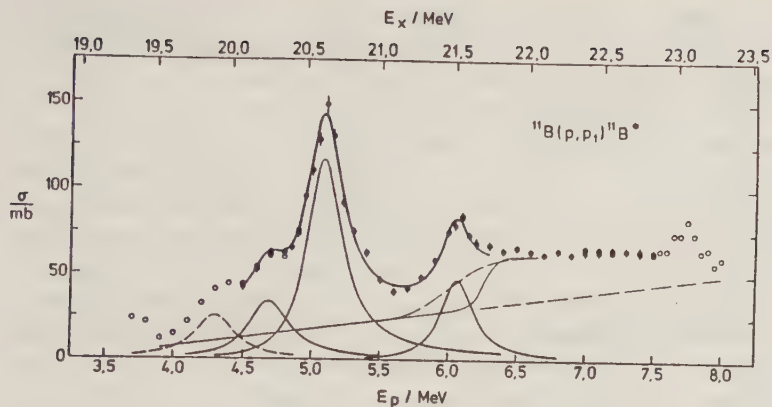
Eine zusätzliche, wesentliche Fehlerquelle für die Resonanzparameter liegt in der ungenauen Kenntnis des Untergrundes. Da der angegebene Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt nur die Resonanzen beschreibt, müssen wir alle übrigen Beiträge vor der mathematischen Analyse abziehen. Das ist allerdings nicht

exakt möglich, weil der genaue Verlauf des Untergrundes unbekannt ist. Wir können jedoch mit großer Sicherheit ausschließen, daß unter den untersuchten Resonanzen stark energieabhängige Strukturen liegen, denn die möglichen Bestandteile des Untergrundes, direkte Reaktionsanteile und Ausläufer weit entfernter Resonanzen, haben glatte, schwach energieabhängige Verläufe. Wir haben deshalb als Näherung in allen Fällen einen linearen Untergrund angenommen und dessen Verlauf in einem visuell sinnvoll erscheinenden Rahmen variiert. In den Figuren 54 - 57, die die Ergebnisse der Resonanzanalyse zeigen, sind diese Untergrundgeraden eingezeichnet. Die offenen Kreise am Anfang und Ende jeder Anregungsfunktion sind Hilfspunkte, die eine bessere Festlegung des Untergrundes gestatten sollen. Sie wurden über Legendre-Anpassungen durch vier Meßpunkte gewonnen, die aus Anregungsfunktionen unter den Laborwinkeln $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ und 150° stammen (BÖR75). Dabei haben wir an überlappenden Stellen die absolute Höhe der Hilfspunkte an die totalen Wirkungsquerschnitte angepaßt. Mit diesem Verfahren konnten wir sehr nützliche Randbedingungen für den Untergrundverlauf gewinnen.

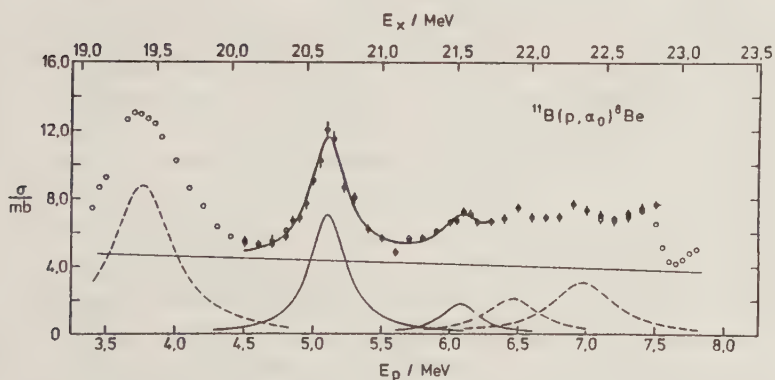
Wenn die Hilfspunkte Resonanzstrukturen zeigen, so haben wir diese mit einem einfachen Breit-Wigner-Term,

$$\sigma = \frac{A}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (14)$$

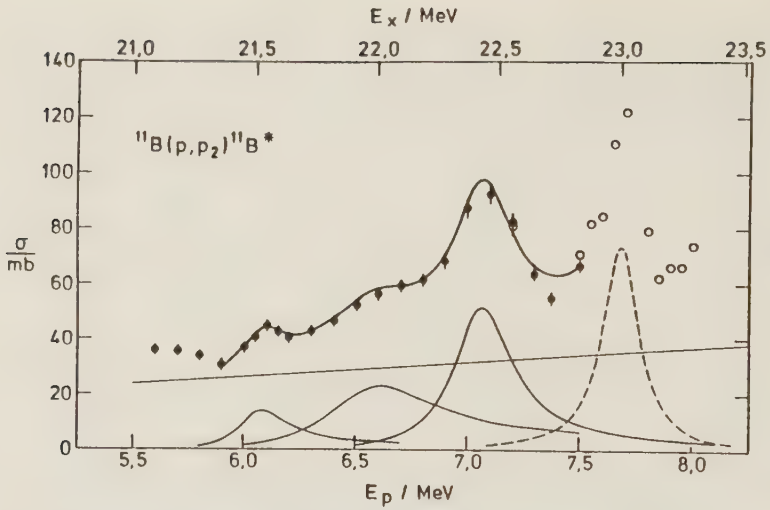
mit energieunabhängigen Parametern A und Γ beschrieben und so ihren Beitrag zum gemessenen Wirkungsquerschnitt abgeschätzt. Bei der p_1 - und α_0 -Anregungsfunktion ergeben sich Schwierigkeiten, weil der Wirkungsquerschnitt im Energiebereich oberhalb $E_p = 6,3$ MeV kaum oder nur sehr schwach strukturiert ist (Fig. 54, 55). Nach den Intensitätsverläufen aus der Winkelverteilungsanalyse sollten dort jedoch Resonanzen zu finden sein, doch überlappen diese offensichtlich so stark, daß individuelle Strukturen ganz verschwinden (p_1) oder mit ihren Maxima nur noch sehr schwach aus dem Untergrund hervorragen (Fig. 55). Diese schwachen Strukturen im α_0 -Kanal sowie die resonanzartigen Verläufe der Hilfspunkte, die wir mit dem Ansatz (14) zur Untergrundbestimmung beschrieben haben, wollen wir im folgenden



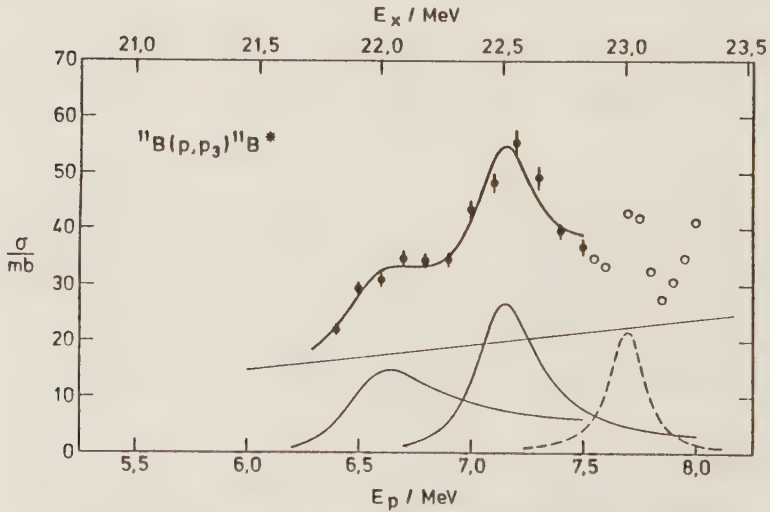
Figur 54: p_1 -Anregungsfunktion mit durchgezogenen Fitergebnissen. Der optimale Untergrundverlauf ist durchgezogen. Der gestrichelte Verlauf gibt eine andere, jedoch verworfene Möglichkeit wieder. Offene Kreise gehören zu Hilfspunkten (s.Text). Die einzelnen durchgezogenen Kurven geben die aufgelösten Resonanzen an, während "Randresonanzen" (s.Text) gestrichelt eingezeichnet sind.



Figur 55: α -Anregungsfunktionen mit durchgezogenen Fitergebnissen. Die zur Untergrundbestimmung herangezogenen Randstrukturen sind gestrichelt gezeichnet. Die offenen Kreise gehören zu Hilfspunkten (s.Text).



Figur 56: p_2 -Anregungsfunktion mit durchgezogenen Resonanzanpassungen. Die durch die offenen Kreise angegebene "Randresonanz" ist gestrichelt gezeichnet (s. Text).



Figur 57: p_3 -Anregungsfunktion mit durchgezogenen Resonanzanpassungen. Die "Randresonanz" ist gestrichelt gezeichnet.

als "Randresonanzen" bezeichnen, wobei die Indizierung andeuten soll, daß es sich dabei nicht um echte Resonanzen handeln muß. Bei den p_1 -Daten haben wir den Übergang vom linearen Untergrund in das Plateau oberhalb $E_p = 6,3$ MeV auf unterschiedliche Weise beschrieben (Fig. 54) und die daraus resultierenden Ergebnisse mit den Resultaten aus den konkurrierenden p_2 - und α_0 -Kanälen verglichen. Bei den α_0 -Daten war es möglich, aufgrund der aus dem Untergrund ragenden Resonanzspitzen bei $E_p = 6,5$ MeV und $6,9$ MeV zwei Breit-Wigner-Terme der Form (14) anzupassen und deren Beitrag vom Wirkungsquerschnitt abzuziehen. Allerdings liegen die Breiten dieser beiden "Randresonanzen" wegen der schwachen Strukturen nicht fest, sondern können nur mit einer Unsicherheit von 150 keV bzw. 80 keV bestimmt werden, wobei der größere Wert zu der tiefer liegenden Resonanz gehört, die den Bereich um $E_p = 6,1$ MeV am stärksten beeinflusst. Es ist deshalb unbedingt notwendig, den Wirkungsquerschnitt im p_2 -Kanal mit einzubeziehen, um unter der Bedingung konsistenter Ergebnisse in allen drei Kanälen die Unsicherheit im Untergrund einzuschränken. Insgesamt gesehen läuft die Untergrundvariation auf ein etwas mühsames Puzzle hinaus, dem drei Randbedingungen vorgegeben sind:

1. Der Untergrund darf den Verlauf des durch die Hilfspunkte vorgegebenen Wirkungsquerschnitts nicht verletzen.
2. Die Güte der Anpassung soll hinsichtlich des Untergrunds optimal werden.
3. Die aus konkurrierenden Kanälen gewonnenen Resonanzparameter dürfen sich nicht widersprechen.

Die im letzten Punkt aufgestellte Forderung bezieht sich auf die Resonanzenergie, die totale Breite der Resonanz und die Protonenbreite im Eingangskanal. Letztere kann prinzipiell unabhängig von den hier besprochenen Kanälen über die Analyse der elastischen Streuung bestimmt werden. Wir konnten jedoch diese Möglichkeit nicht nutzen, da in allen Bereichen Interferenzen mehrerer Niveaus auftreten und die damit verbundene große Zahl von unbekannten Parametern eine sinnvolle Bestimmung der Protonenbreite nicht erlaubte. Auf dieses Problem werden wir im nächsten Kapitel näher eingehen.

Betrachten wir alle drei oben genannten Randbedingungen, so bleibt immer noch ein, wenn auch stark eingeschränkter, Variationsbereich für den Untergrund übrig, der sich direkt auf die Fehler der Resonanzparameter auswirkt. Während die Energielagen bei den starken Resonanzen um $E_p = 4,7$ MeV, 5,1 MeV und 7,1 MeV nur schwache Veränderungen von wenigen keV zeigen und sich auch in den übrigen Fällen um nicht mehr als 20 keV verschieben, verändert jede Höhenvariation des Untergrundes empfindlich die Breiten der Resonanz. Die Fehler der Partialbreiten sowie der totalen Breite sind deshalb hauptsächlich durch die Unsicherheit des Untergrundes bestimmt, während bei den Resonanzenergien die experimentellen Fehler mit denen aufgrund des Untergrundes vergleichbar sind.

c) Diskussion der Ergebnisse

Die Resonanz bei $E_x = 20,25$ MeV

Dieser Resonanz, die nur im p_1 -Kanal beobachtet wird, konnten wir den Drehimpuls $J^\pi = 1^+$ zuordnen. Die danach zulässigen Drehimpulsquantenzahlen im Ein- und Ausgangskanal zeigt Tabelle 2. Prinzipiell sind danach fünf reduzierte Breiten anzugeben, drei im Eingangskanal ($\gamma_{s\ell}^2 = \gamma_{11}^2, \gamma_{21}^2, \gamma_{23}^2$) und zwei im Ausgangskanal ($\gamma_{01}^2, \gamma_{11}^2$). Die Energieabhängigkeit der Partialbreiten $\Gamma_{s\ell}$ wird allein durch die Penetrabilitäten P_ℓ bestimmt, und die sind unabhängig vom Kanalspin s . Deshalb kann man bei der Anpassung der Parameter nicht zwischen unterschiedlichen Kanalspins s unterscheiden. Wir haben deshalb die reduzierten Breiten mit gleichem ℓ aber unterschiedlichem s zu einem Parameter zusammengefaßt und so die drei Größen

$$\gamma_1^2 = \gamma_{11}^2 + \gamma_{21}^2, \quad \gamma_3^2 = \gamma_{23}^2 \quad (p_0\text{-Kanal})$$

und $\gamma_1^2 = \gamma_{01}^2 + \gamma_{11}^2 \quad (p_1\text{-Kanal})$

erhalten. Da im numerischen Anpassungsverfahren die $\ell=3$ -Breite verschwindend klein wurde, bleiben letztlich nur je eine Breite für p -Wellen im Ein- und Ausgangskanal übrig. Das ist in guter

E_x/MeV	E_p/MeV	J	Kanal	s	ℓ
20,25	4,69	1^+	p_0	1	1
				2	1,3
			p_1	0,1	1
20,63	5,1	3^-	p_0	1,2	2,4
			p_1	1	2,4
			α_0	0	3
21,53	6,07	3^-	p_0	1,2	2,4
			p_1	1	2,4
			p_2	2	2,4
				3	0,2,4,6
			α_0	0	3
21,99	6,59	1^-	p_0	1	0,2
				2	2
			p_2	2	2
				3	2,4
			p_3	1	0,2
				2	2
22,47	7,11	3^-	p_0	1,2	2,4
			p_2	2	2,4
				3	0,2,4,6
			p_3	1,2	2,4

Tabelle 2: Drehimpulskombinationen für die Resonanzanalyse

Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Drehimpulsanalyse, bei der auch die $\ell=1$ -Partialwellen die Resonanzstruktur zeigen (Fig.31). Die Lage der Resonanz ist mit $E_x=20,249 \text{ MeV} \pm 3 \text{ keV}$ unempfindlich gegen eine Variation des Untergrundes. Die Unsicherheit der Meßdaten führt dagegen auf einen Fehler von 13 keV, so daß wir insgesamt einen 15 keV breiten Schwankungsbereich zulassen. Die totale Breite ergibt sich zu $\Gamma = (326 \pm 40) \text{ keV}$. Hier bewirkt die Untergrundvariation eine Schwankung

von 15 keV, die überwiegend durch die Unsicherheit der "Randresonanz" bei $E_p = 4,3$ MeV (Hilfspunkte) bedingt ist. Der Einfluß der verschiedenen Untergrundtypen im Bereich um $E_p = 6,0$ MeV ist vergleichsweise gering.

Die p_0 - und p_1 -Partialbreiten schöpfen die totale Breite bis auf einen Rest von 64 keV aus, der sich unter die übrigen offenen Kanäle aufteilt. Neben den γ -Breiten, die in der Regel klein sind, bleiben der α_1 - und n_0 -Kanal als mögliche Konkurrenten. Während unseres Wissens diese Resonanz in den γ - und α_1 -Kanälen bisher nicht beobachtet wurde, ist sie von verschiedenen Autoren im Neutronenkanal gesehen worden (BAI55, BAI64, OVE65). Dabei beschränken sich die Angaben auf die Lage des Maximums und in zwei Fällen auf eine Abschätzung der Halbwertsbreite ohne genauere Resonanzanalyse. Verglichen mit unseren Ergebnissen sind die Anregungsenergien E_x innerhalb von ± 10 keV in guter Übereinstimmung, doch liegen die angegebenen Breiten mit 200 keV (BAI55) bzw. 150 keV (BAI64) deutlich unter dem von uns gefundenen Wert. Das ist bei einer solchen Abschätzung auch nicht verwunderlich, weil einmal auch bei diesen Autoren eine große Unsicherheit im Verlauf des Untergrunds besteht, und zum anderen eine genauere, energieabhängige Analyse die Breiten vergrößert.

In dem von uns untersuchten inelastischen Kanal ist die Resonanz ebenfalls von anderen Autoren gesehen worden (BAI55, EPS69). Dabei gelten für Lage und Breiten prinzipiell ähnliche Aussagen wie für die des Neutronenkanals. Die Anregungsenergien stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein und die Breite (nur von Bair angegeben) fällt vergleichsweise klein aus. Das gleiche gilt für die Daten von Buenerd (BUE77), der aus der inelastischen Protonenstreuung an ^{12}C ($E_p = 45$ MeV) die Werte $E_x = 20,27$ MeV ± 50 keV und $\Gamma = (140 \pm 50)$ keV erhält. In diesem Fall resultieren die Daten aus einer Entfaltung des gemessenen inelastischen Spektrums, die speziell im Fall dieser Resonanz sehr ungenau ist.

Insgesamt gesehen deuten alle Ergebnisse darauf hin, daß die von uns gefundene Restbreite, $\Gamma_R = 64$ keV, im wesentlichen durch die Neutronenpartialbreite Γ_n erklärt wird. Dieses Ergebnis ist

in guter Übereinstimmung mit der Neutronenbreite aus dem Zerfall des $(1^+, T=1)$ -Analogzustandes in ^{12}B bei $E_x(^{12}\text{B})=4,99$ MeV (AJS75). Dort ergibt sich für die totale Breite des Analogzustandes, für den der n_0 -Kanal der einzig offene Teilchenzerfallskanal ist, der Wert $\Gamma = (40 \pm 20)$ keV. Die inelastische Protonenbreite des von uns untersuchten Zustands liegt mit $\Gamma_p = 78$ keV in der gleichen Größenordnung, und das ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß diese Resonanz in beiden Kanälen ausgeprägt ist. Insgesamt wird damit die totale Breite fast vollständig durch die vergleichbar großen Nukleonenbreiten Γ_p und Γ_n ausgeschöpft. Im Schalenmodell sollte deshalb die Beschreibung durch Zustände mit ausgeprägtem $(1p-1h)$ -Charakter möglich sein. Allerdings ist uns bisher eine solche Beschreibung nicht bekannt. Die reduzierten Breiten für den elastischen und inelastischen Kanal sind mit (79 ± 16) keV bzw. (79 ± 8) keV innerhalb der Fehlergrenzen gleich. Das deutet darauf hin, das abgesehen von der Coulombwechselwirkung keine Bevorzugung des einen oder anderen Kanals auftritt.

Die Resonanz bei $E_x = 20,64$ MeV

Diese Resonanz tritt stark im p_1 - und α_0 -Kanal auf und konnte eindeutig mit dem Drehimpuls $J^\pi = 3^-$ belegt werden. Zu den Protonenkanälen können prinzipiell vier (p_0) bzw. zwei (p_1) reduzierte Breiten beitragen (Tabelle 2), aber wir fassen die elastischen Breiten wegen der Kanalspinunempfindlichkeit wieder zu zwei "gekoppelten Breiten" zusammen:

$$\gamma_2^2 = \gamma_{12}^2 + \gamma_{22}^2 \quad , \quad \gamma_4^2 = \gamma_{14}^2 + \gamma_{24}^2 \quad .$$

Die p_1 - und α_0 -Breiten sind eindeutig, da jeweils nur ein Kanalspin möglich ist. Weil bei der numerischen Anpassung die $\ell=4$ -Breite sehr klein wurde, konnten wir sie vernachlässigen und letztlich mit folgenden drei reduzierten Breiten das Fitverfahren beginnen:

$$p_0: \gamma_2^2 = \gamma_{12}^2 + \gamma_{22}^2 \quad , \quad p_1: \gamma_{12}^2 \quad , \quad \alpha_0: \gamma_{03}^2 \quad .$$

Die Übereinstimmung der Resonanzdaten aus der p_1 - bzw. α_0 -Resonanz ist für die Breiten zufriedenstellend. Allerdings ergibt

sich eine eindeutige Differenz in der energetischen Lage, denn die α_0 -Resonanz wird systematisch um ca. 30 keV über der p_1 -Resonanz gefunden. Dieser Effekt ist unabhängig von der Wahl des Untergrunds und liegt, wie die statistische Fehleranalyse ergibt, außerhalb der Fehlergrenzen.

Diese gleiche Diskrepanz finden wir auch in den Ergebnissen anderer Autoren. So geben Symons und Treacy (SYM63) und Blieden (BLI63) für die Lage der Resonanz im α_0 -Kanal die Werte $E_x=20,63$ MeV bzw. 20,64 MeV an, während aus inelastischen Streuexperimenten an ^{12}C eine Resonanzenergie von 20,6 MeV folgt (TOR70, ANT70, YAM71, BUE77). Betrachtet man allerdings die minimalen und maximalen Werte für die Resonanzenergie, die nach der statistischen Fehleranalyse möglich sind, so überdecken sich die Ergebnisse in beiden Kanälen soeben. Bei α_0 liegt die kleinstmögliche Energie mit $E_x=20,629$ MeV drei keV unterhalb der maximal möglichen Lage von $E_x=20,632$ MeV im p_1 -Kanal. Die totale Breite der p_1 -Resonanz hängt nur schwach vom gewählten Untergrund ab, während die Ergebnisse aus den α_0 -Daten relativ stark von der Wahl der "Randresonanzen" oberhalb $E_p=6,2$ MeV abhängen und einen Bereich von 30 keV überstreichen. Da bei der Analyse der p_1 - und α_0 -Anregungsfunktionen jeweils der gesamte Energiebereich mit allen auftretenden Resonanzen geschlossen angepaßt wurde, konnten die Randbeiträge dadurch optimiert werden, daß die Abweichungen der Parameter aus p_1 - und α_0 -Kanal bei den beiden Resonanzen um $E_p=5,1$ MeV und $6,4$ MeV minimal wurden. Die sich im p_1 - und α_0 -Kanal ergebenden Breiten für diese Resonanz bei $E_x=20,64$ MeV differieren dann mit $\Gamma=345$ keV (p_1) und $\Gamma=354$ keV (α_0) nur noch innerhalb der Fehlergrenzen, so daß die Zuordnung $\Gamma=(350\pm 20)$ keV mit beiden Kanälen gut verträglich ist. Die reduzierten Breiten im elastischen Kanal stimmen mit 98 keV bzw. 100 keV sogar ausgezeichnet überein. Dagegen unterscheiden sich die reduzierten Breiten des p_1 - und α_0 -Kanals beträchtlich. Mit $\gamma_{12}^2=615$ keV ist die Breite für die p_1 -Streuung etwa 470 mal so groß wie der Wert für den α_0 -Zerfall ($\gamma_{03}^2=1,3$ keV), der damit gegenüber dem inelastischen Kanal stark unterdrückt ist. Dieses Ergebnis unterstützt die Isospinzuordnung $T=1$, da bei der Isospinerhaltung der α -Zerfall aus solchen Zuständen verboten ist. (siehe auch Diskussion Kap.5).

Daß die Resonanz trotzdem so stark im α_0 -Kanal hervortritt, liegt an der großen elastischen Breite, der großen Penetrabilität für den α_0 -Zerfall und am hohen Drehimpuls ($J=3$), der über den statistischen Vorfaktor ($2J+1$) in den Wirkungsquerschnitt eingeht. (Glg. 8). Außerdem ist die $T=1$ -Zuordnung in guter Übereinstimmung mit der Existenz eines ($3^-, T=1$)-Analogzustandes im Kern ^{12}C bei $E_x = 5,73$ MeV (vgl. Kap. 5e und AJS75). Möglicherweise kann auch, wie bei der Mischung des 1^+ -Niveaupaares bei $E_x = 12,71$ MeV und $15,11$ MeV (vgl. Diskussion Kap. 5), eine Mischung mit einem ($3^-, T=0$)-Niveau den α_0 -Zerfall begünstigen. Ein möglicher $T=0$ -Kandidat ist nämlich das 3^- -Niveau bei $E_x = 21,6$ MeV ($\Gamma = 1$ MeV), dessen Isospin Buenerd (BUE77) mit $T=0$ angibt. Das von uns gefundene 3^- -Niveau, dem wir den Wert $T=1$ zuordnen, liegt ca. 70 keV tiefer und hat mit $\Gamma = 293$ keV eine deutlich geringere Breite, so daß wir von der Existenz zweier 3^- -Niveaus in diesem Energiebereich überzeugt sind (vgl. nächster Abschnitt).

Betrachten wir die Ergebnisse anderer Autoren bezüglich Lage und Breite der jetzt diskutierten Resonanz bei $E_x = 20,64$ MeV, so finden wir neben den Angaben für die Resonanzenergie, die sich zwischen $E_x = 20,60$ MeV und $20,64$ MeV bewegen, einen Schwingungsbereich für die Breiten von 150 keV bis 400 keV. Direkt vergleichbare Daten enthalten jedoch nur die α_0 -Messungen von Symons-Treacy (SYM63) und Blieden (BLI63) mit Resonanzenergien bei $E_x = 20,63$ MeV bzw. $20,64$ MeV. Das ist innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen im α_0 -Kanal ($E_x = 20,65 \pm 0,015$ MeV). Die abgeschätzte Breite von 275 keV widerspricht ebenfalls nicht unseren Messungen, die in erster Näherung (Rechnungen ohne Niveaushiftung Δ) auf eine totale Breite von 290 keV führen.

Interessanterweise ergeben alle inelastischen Streuungen am Kern ^{12}C eine Resonanzenergie von $E_x = 20,60$ MeV, und dieser Wert liegt deutlich unterhalb des Resultates im α_0 -Kanal. Er unterschreitet selbst die systematisch tiefer liegenden Ergebnisse aus der p_1 -Streuung ($E_x = 20,622 \pm 0,01$ MeV). Während die Unsicherheiten bei der inelastischen Protonenstreuung (BUE77) mit 80 keV unsere Angaben überdecken, sind bei allen Elektronenstreuexperimenten keine Fehlerschranken angegeben (TOR70, ANT70, YAM71).

Da bei zwei Autoren (TOR70,YAM71) als Compounddrehimpuls $J^\pi=3^+$ angegeben ist, sehen sie eventuell die tiefer liegende 3^+ -Resonanz, und das würde einen energetischen Fehler von 100 keV bedeuten. Insgesamt steht deshalb die von uns gewonnene Resonanzenergie nicht im Gegensatz zu den Ergebnissen anderer Autoren.

Bemerkenswert ist, daß die Restbreite in der Analyse beider Ausgangskanäle (p_1 und α_0) sehr klein ausfällt ($\Gamma_R=10 \pm 5$ keV). Betrachten wir dazu die Konkurrenzreaktionen, so tritt dieses Niveau zwar im α_1 -Kanal nicht resonant in Erscheinung (SYM63), doch sowohl im γ_1 -Kanal (ALL64) als auch im elastischen Neutronenkanal (LEG61, BAI64, OVE65) sind ausgeprägte Strukturen zu beobachten. Die γ_1 -Partialbreite kann allerdings vernachlässigt werden, wenn man für den totalen γ -Wirkungsquerschnitt in der Resonanz ca. 25 μ b annimmt (ALL64). Mit diesem Wert liefert eine Abschätzung der γ -Partialbreite den kleinen Beitrag $\Gamma_\gamma=46$ eV:

$$\sigma_{\text{Res}} \approx \pi \lambda g_J \frac{\Gamma_{p_0} \Gamma_\gamma}{\Gamma^2/4}, \text{ d.h. } \Gamma_\gamma \approx 46 \text{ eV}$$

mit $\Gamma=350$ keV, $\Gamma_{p_0}=125$ keV, $g_J=7/8$ und $\lambda=2,2$ fm.

Mit dem starken Auftreten der Resonanz im Neutronenkanal der Reaktion $^{11}\text{B}(p,n_0)^{11}\text{C}$ ist die geringe Restbreite nicht vereinbar, denn Legge und Bubb (LEG61) fanden unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten im Untergrund einen Resonanzwirkungsquerschnitt von mindestens 100 Millibarn. Das aber würde eine Neutronenbreite von 185 keV bedeuten. Diese Abweichung von einer Größenordnung kann, obwohl die entsprechenden Messungen relativ alt sind und die Absolutmessung von Neutronenwirkungsquerschnitten experimentell schwierig ist, schwerlich durch Meßfehler allein erklärt werden. Möglicherweise erfassen Legge und Bubb zusätzlich Beiträge des eng benachbarten 3^+ -Niveaus bei $E_x=20,5$ MeV, das mit einer Breite $\Gamma=250$ keV in der Literatur angegeben ist. (AJZ75). Dieser Zustand ist zwar im α_1 -Kanal dominant beobachtet worden (BÖR77), tritt jedoch im α_0 -Zerfall (Parität) und in der p_1 -Streuung nicht auf. Weder die Drehimpulsanalyse unserer p_1 -Daten (vgl.Kap.5) noch die Resonanzuntersuchung liefert einen Hinweis auf ein Niveau bei $E_x=20,5$ MeV. Versuche, die Struktur im p_1 -Kanal um $E_D=5,1$ MeV

durch eine Überlagerung zweier Resonanzen zu beschreiben, schlugen in allen Fällen fehl, da die Anpassungen immer zwei Werte zwischen $E_x = 20,6$ und $20,65$ MeV als Resonanzenergien lieferten. Das bedeutet aber, daß die 3^+ -Resonanz bei $E_x = 20,5$ MeV neben dem elastischen Protonenkanal hauptsächlich über den α_1 -Kanal und den elastischen Neutronenkanal zerfällt (der n_1 -Kanal ist noch nicht offen) und deshalb eine große Neutronenbreite für diese Resonanz zu erwarten ist. Die γ -Breiten sind wegen des geringen (p, γ) -Wirkungsquerschnitts klein (ALL64). Da der totale Neutronenwirkungsquerschnitt in der Arbeit von Legge-Bubb im Bereich $E_x = 20,4 - 20,7$ MeV eine einfache, breite Struktur zeigt, kann der Beitrag der 3^+ -Resonanz im Wirkungsquerschnitt enthalten sein und damit die Abweichung von unserem Ergebnis erklären. Allerdings kann nur eine erneute, sorgfältige Messung des elastischen Neutronenwirkungsquerschnitts die Verhältnisse endgültig klären.

Die Resonanz bei $E_x = 21,53$ MeV

Diese Resonanz, die in drei Ausgangskanälen (p_1, p_2, α_0) deutlich hervortritt, konnten wir eindeutig mit dem Drehimpuls $J^\pi = 3^-$ belegen. Für die zur Reaktion beitragenden Partialbreiten gelten deshalb im Fall der p_1 und α_0 die gleichen Argumente wie im vorangegangenen Abschnitt (s. Tabelle 2). Im p_2 -Kanal sind wegen der möglichen Kanalspins, $s=2$ oder 3 , prinzipiell fünf Partialbreiten möglich, von denen wir die $\ell=4$ - und $\ell=6$ -Beiträge sofort vernachlässigen können weil die Penetrabilitäten vergleichsweise klein sind. (Fig. 35). Schauen wir uns zusätzlich die Ergebnisse der Drehimpulsanalyse an, so finden wir unter allen gelungenen Anpassungen der Winkelverteilungen mit 3^- -Beiträgen ausschließlich $\ell=2$ -Partialwellen im Ausgangskanal (vgl. Fig. 37 und 40). Wir haben deshalb nur die beiden $\ell=2$ -Breiten berücksichtigt und diese als eine "kombinierte Breite" in der Anpassung benutzt:

$$\gamma_2^2 = \gamma_{22}^2 + \gamma_{32}^2$$

Die Ergebnisse hängen bei dieser Resonanz stark vom Untergrund ab, da sich bei der p_1 -Streuung der Angleich an den strukturlosen Wirkungsquerschnitt oberhalb von $E_p = 6,3$ MeV sehr empfind-

lich auswirkt. Im α_0 -Kanal gilt das gleiche hinsichtlich der Wahl der "Randresonanzen" bei $E_p=6,5$ MeV und 7 MeV. Die Existenz eines dritten, nämlich des p_2 -Kanals ist deshalb sehr nützlich bei der Eingrenzung der Resonanzparameter. Allerdings wird die Breite Γ der Resonanz im p_2 -Kanal stark durch die sehr breite Nachbarresonanz bei $E_x=22$ MeV beeinflusst (Fig.56). Variationen in deren Verlauf können den Wert für Γ um einen Faktor zwei bis drei ändern. Da sich jedoch in allen sinnvollen Anpassungen und unter Berücksichtigung der experimentellen Fehler (statistische Fehleranalyse) eine untere Grenze von 240 keV ergab und die Mittelwerte um $\Gamma=370$ keV schwanken, sind die Ergebnisse in Übereinstimmung mit den Breiten aus dem p_1 - und α_0 -Kanal. Aufgrund der schwächeren Strukturen sind die Unsicherheiten in der Lage und den Breiten deutlich größer als bei der tiefer liegenden 3^- -Resonanz. Wie dort finden wir auch hier bei allen Untergrundvariationen die Lage im p_1 -Kanal systematisch gegenüber der im α_0 -Kanal verschoben, doch liegt die Abweichung noch innerhalb der Fehlergrenzen (Tabelle 3). Das gleiche gilt für die totale Breite, bei der im p_2 -Kanal mit $\Gamma=(363\pm 118)$ keV der größte Wert auftritt. Insgesamt gesehen stimmen die Ergebnisse aller drei Kanäle zufriedenstellend überein.

Vergleichen wir unsere Resultate mit den Ergebnissen anderer Autoren, so finden wir je nach Typ des Experiments unterschiedliche Angaben über Lage und Breite der Resonanz. Die Drehimpulszuordnung $J^\pi=3^-$ wird hauptsächlich durch inelastische Streuexperimente gestützt, die, bezogen auf unsere Daten, durchweg höhere Resonanzlagen liefern. So ergeben die (e,e') -Experimente Resonanzenergien von $E_x=21,6$ MeV (TOR70, YAM71), während (p,p') - und (α,α') -Streuungen $E_x=21,65\pm 0,1$ MeV ergeben (BUE77). Die nur bei der inelastischen Hadronenstreuung angegebenen Breiten sind mit $\Gamma\approx 1$ MeV sehr groß und deshalb ebenfalls unvereinbar mit unserem Ergebnis.

Die Spektroskopie der Neutronen aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ liefert mit $21,48 \text{ MeV} \leq E_x \leq 21,5 \text{ MeV}$ (AJZ75) vergleichsweise niedrige Resonanzenergien, und auch die Breiten fallen deutlich kleiner aus ($200 \text{ keV} \leq \Gamma \leq 560 \text{ keV}$). In den γ -Kanälen der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ ergibt sich nur im γ_0 -Kanal eine resonante

Struktur (ALL64), deren Lage bei $E_p=6,0$ MeV ($E_x=21,457$ MeV) noch tiefer liegt. Diese starke Streuung der Resonanzenergien über einen Bereich von 200 keV legt zusammen mit den unterschiedlichen Breiten die Vermutung nahe, daß in den verschiedenen Experimenten unterschiedliche Niveaus beobachtet werden. Dafür spricht auch die Resonanz im γ_0 -Kanal, die eher auf einen Drehimpuls $J \leq 2$ hindeutet, da elektrische Multipolstrahlung E_L mit $L \geq 2$ stark unterdrückt ist. Ein weiteres Indiz ist die Beobachtung von Parish und Mitarbeitern (PAR74), die über die Reaktion $^{13}\text{C}(p,d)^{12}\text{C}$ einen Zustand bei $E_x=21,5$ MeV mit $\Gamma < 200$ keV finden, dem sie eine positive Parität zuordnen.

Zusammen mit unseren Ergebnissen würde das auf mindestens drei Niveaus in diesem Energiebereich hindeuten, weil weder die Drehimpulszuordnung der schmalen Niveaus noch die große Breite des 3^- -Niveaus aus den inelastischen Streuexperimenten mit ihnen vereinbar sind. Außerdem schlägt Buenerd für den Isospin den Wert $T=0$ vor, während unsere Ergebnisse aufgrund der geringen reduzierten α_0 -Breite, die mit $\gamma_{\alpha_0}=1$ keV in der gleichen Größenordnung liegt wie der entsprechende Wert beim gut gesicherten $T=1$ -Niveau bei $E_x=20,64$ MeV, die Zuordnung $T=1$ nahelegen. Wir sind deshalb davon überzeugt, daß sich in diesem Energiebereich zwei Energieniveaus mit unterschiedlichem Isospin überlagern. Der α_0 -Zerfall aus dem $T=1$ -Niveau wird dann eventuell durch $T=0$ -Beimischungen begünstigt.

Die Resonanz bei $E_x=22$ MeV

Diese Resonanz können wir nur im p_2^- und p_3 -Kanal beobachten. Sie tritt dort als sehr breite Struktur auf, dessen hochenergetische Flanke bis zum Ende des Meßbereichs reicht und durch eine schmalere Resonanz um $E_x=22,5$ MeV überlagert ist (Fig. 56 und 57). Ein Vergleich mit dem p_1^- und α_0 -Kanal zeigt, daß im ersteren keine Anzeichen für eine solche Resonanz zu finden sind, während im α_0 -Zerfall die beobachteten "Randresonanzen" deutlich energievverschoben auftreten und deshalb in keinem Fall mit dieser Resonanz identifiziert werden können. Das wird außerdem durch die $T=1$ -Zuordnung anderer Autoren unterstützt (PRO68, YAM71, BUE77), deren Drehimpulszuordnung

Nr.	$E_x(^{12}\text{C})$ MeV±keV	E_p MeV	Γ keV	Γ_{FWHM} keV	Γ_R keV	J^π, T
1	20,249±15	4,685	326±40	350	64±6	$1^+, 1$
2	20,631±10	5,099	350±15	319	10±5	$3^-, 1$
3	21,532±12	6,072	293±26	305	40±5	$3^-, 1$
4	21,993±23	6,585	7815±1058	712	105±58	$1^-, 1$
5	22,474±12	7,109	721±88	332	33±22	$3^-, 1$
(6)	22,184	6,794	2758	111	1810	$1^-, 1$
=====						
Nr.	<u>Partialbreiten Γ_{sl}^2</u> keV		<u>red. Breiten γ_{sl}^2</u> keV			
1	$p_0: \Gamma_{11} + \Gamma_{21} = 190 \pm 38$ $p_1: \Gamma_{01} + \Gamma_{11} = 78 \pm 8$		79±16 79±8			
2	$p_0: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 124 \pm 9$ $p_1: \Gamma_{12} = 209 \pm 23$ $\alpha_0: \Gamma_{03} = 12,95 \pm 1,7$		98±7 615±68 1,31±0,17			
3	$p_0: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 49,7 \pm 5,3$ $p_1: \Gamma_{12} = 139 \pm 12$ $p_2: \Gamma_{22} + \Gamma_{32} = 41,4 \pm 20,3$ $\alpha: \Gamma_{03} = 10,52 \pm 0,9$		32,2±3,4 202±17 1444±705 1,01±0,09			
4	$p_0: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 5957 \pm 1015$ $p_2: \Gamma_{22} + \Gamma_{32} = 1444 \pm 391$ $p_3: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 762 \pm 149$		3112±530 15674±4242 38650±7513			
5	$p_0: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 194 \pm 28$ $p_2: \Gamma_{22} + \Gamma_{32} = 313 \pm 145$ $p_3: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 236 \pm 85$		91±13 1644±759 2870±1030			
(6)	$p_0: \Gamma_{12} + \Gamma_{22} = 641$ $p_3: \Gamma_{01} = 947$		320) 1007			

Tabelle 3: Zusammenstellung der Resonanzdaten

Daten der einzelnen Kanäle

Nr.	Kanal	$E_x(^{12}\text{C})$ MeV $\pm$ keV	E_p MeV	Γ keV	Γ_{FWHM} keV	$\Gamma_{sl}(p_o)$ keV	$\gamma_{sl}^2(p_o)$ keV	Γ_R keV
1		Die Resonanz tritt nur in einem Kanal auf						
2	P ₁ α_0	20,622 $\pm$ 10 20,651 $\pm$ 15	5,089 5,121	345 $\pm$ 20 354 $\pm$ 20	319 319	124 $\pm$ 9 127 $\pm$ 24	98 $\pm$ 7 100 $\pm$ 19	5 $\pm$ 5 15 $\pm$ 10
3	P ₁ P ₂ α_0	21,514 $\pm$ 20 21,524 $\pm$ 20 21,532 $\pm$ 22	6,062 6,073 6,082	278 $\pm$ 30 363 $\pm$ 118 329 $\pm$ 57	288 300 325	58 $\pm$ 7 96 $\pm$ 47 45 $\pm$ 12	34 $\pm$ 4 57 $\pm$ 28 26 $\pm$ 7	35 $\pm$ 5 77 $\pm$ 60 91 $\pm$ 46
4	P ₂ P ₃	22,0 $\pm$ 35 21,988 $\pm$ 30	6,593 6,579	8564 $\pm$ 1974 7513 $\pm$ 1253	675 750	6426 $\pm$ 1870 5762 $\pm$ 1206	3350 $\pm$ 975 3013 $\pm$ 631	116 $\pm$ 80 92 $\pm$ 85
5	P ₂ P ₃	22,448 $\pm$ 15 22,519 $\pm$ 20	7,081 7,159	702 $\pm$ 144 733 $\pm$ 112	325 338	207 $\pm$ 31 159 $\pm$ 55	97 $\pm$ 15 74 $\pm$ 26	30 $\pm$ 25 44 $\pm$ 44
(6)		Die Resonanz tritt nur in einem Kanal auf)						

Tabelle 3 (Forts.) : Resonanzdaten aus der Untersuchung der einzelnen Kanäle

$J^{\pi}=1^{-}$ ebenfalls in Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen ist. Bei einem 1^{-} -Niveau sind im Eingangskanal s- und d-Wellen erlaubt. Allerdings hat sich bei der Drehimpulsanalyse gezeigt, daß mit $\ell=0$ -Partialwellen die Struktur der Winkelverteilungen nicht wiedergegeben werden kann. Wir haben uns deshalb auf die $\ell=2$ -Beiträge beschränkt und damit auf nur eine, hinsichtlich der Kanalspins gekoppelte reduzierte Breite im Eingangskanal:

$$\gamma_2^2 = \gamma_{12}^2 + \gamma_{22}^2 .$$

Im p_2 -Kanal können die $\ell=4$ -Beiträge wegen ihrer geringen Penetrabilitäten vernachlässigt werden, so daß ebenfalls nur eine reduzierte Breite übrigbleibt. Nur im p_3 -Kanal sind zwei Partialwellen berücksichtigt worden, und damit ergaben sich für die Ausgangskanäle insgesamt drei Breiten:

$$\begin{aligned} p_2: \gamma_2^2 &= \gamma_{22}^2 + \gamma_{32}^2 & \text{und} \\ p_3: \gamma_{10}^2, \gamma_2^2 &= \gamma_{12}^2 + \gamma_{22}^2 . \end{aligned}$$

Mit diesen vier Parametern haben wir versucht, die Resonanzstrukturen zu beschreiben. Dabei mußten wir jedoch feststellen, daß in keiner Hinsicht eine Übereinstimmung zwischen den Resonanzparametern aus der p_2 - und der p_3 -Analyse zu erreichen ist: weder kommen die Resonanzenergien innerhalb der Fehlerschranken zur Übereinstimmung, noch sind die Breiten auch nur annähernd gleich. Erst als wir uns auf d-Wellen im p_3 -Kanal beschränkten, stimmten die Breiten innerhalb der Fehlergrenzen überein und auch die Resonanzenergien wurden mit $E_x = 22 \pm 0,04$ MeV (p_2) bzw. $E_x = 21,99 \pm 0,03$ MeV (p_3) konsistent. Unter der Voraussetzung, daß wir im p_2 - wie im p_3 -Kanal dasselbe Niveau beobachten, müssen wir deshalb annehmen, daß dieser Zustand des ^{12}C -Kerns nicht über s-Wellen in einen Protonenkanal zerfällt.

Andererseits können wir aber nicht vollkommen ausschließen, daß trotz der ähnlichen Struktur in beiden Kanälen dennoch zwei unterschiedliche Resonanzen vorliegen. Dann entfallen alle Nebenbedingungen, die gleiches Verhalten für die totale Breite, die Restbreite, die p_0 -Partialbreite und die Resonanzenergie in beiden inelastischen Streuungen fordern. Insbesondere brauchen wir die s-Wellen im p_3 -Kanal nicht mehr auszuschließen,

und diese übernehmen sogar wegen ihrer wesentlich höheren Penetrabilität (Fig. 35b) den Hauptbeitrag. Die sich dann ergebenden Resonanzparameter dieses zusätzlichen Niveaus bei $E_x = 22,16$ MeV sind in Tabelle 3 in Klammern angegeben (Res.Nr.6).

Im folgenden wollen wir jedoch davon ausgehen, daß die in den beiden inelastischen Kanälen beobachteten Strukturen zur gleichen Resonanz gehören, und die in Figur 57 eingezeichneten Beiträge beziehen sich auf diese Annahme.

Die relativ große Unsicherheit in den Resonanzenergien ist eine Folge der breiten Struktur, bei der das Maximum flach durchlaufen wird. Die experimentellen Fehler können sich dabei stärker auf die Lage des Maximums auswirken als bei einer scharf gepikten Resonanz. Das gleiche gilt verstärkt für die Breite, die zusätzlich über Unsicherheiten im Untergrund beeinflusst wird und bei der der Fehler bis zu 23% beträgt. Absolut gesehen finden wir eine totale Breite von etwa 8 MeV, doch dieser Wert hat nur noch wenig mit der Halbwertsbreite zu tun, die 712 keV ausmacht. Der Grund für diese enorme Breite liegt in der starken Energieabhängigkeit der Penetrabilitäten und Shiftfunktionen, die wegen des relativ geringen Abstands zur Einsatzschwelle der Reaktion ($E_{p,s} = 4,85$ MeV (p_2), $5,48$ MeV (p_3)) besonders ausgeprägt ist. Dabei bewirkt die Mitnahme der Niveaushiftung den Haupteffekt, weil darin Penetrabilitäten P_ℓ und Shiftfunktionen S_ℓ eingehen. Eine Anpassung ohne Niveaushiftung Δ liefert z.B. bei der p_2 -Streuung eine totale Breite von etwa 800 keV, und dieser Wert ist etwa gleich der beobachteten Halbwertsbreite.

Vergleichen wir diese Ergebnisse mit den Resultaten aus inelastischen Streuexperimenten an ^{12}C , so finden wir hinsichtlich der Breite nur eine Angabe, $\Gamma = 800 \pm 100$ keV (BUE77), die sich auf eine Abschätzung der Halbwertsbreite bezieht und mit unseren Werten übereinstimmt. Die Resonanzlagen sind ebenfalls mit unseren Ergebnissen verträglich und bewegen sich bis auf eine Ausnahme um $E_x = 22$ MeV (TOR70, YAM71, BUE77). Lediglich Proca (PRO68) sieht einen 1^- -Zustand bei $E_x = 22,2$ MeV, und das ist interessanterweise die Energie, auf die die Resonanzstruktur im p_3 -Kanal rutscht, wenn wir s-Wellen im Ausgangskanal zulassen.

Allerdings hat unseres Wissens neben Proca nur Epstein bei dieser Energie eine resonante Struktur gefunden (EPS69). Er konnte in einem p- α -Konizidenzexperiment der Reaktion $^{12}\text{C}(p,p'\alpha)^8\text{Be}$ Überhöhungen im Wirkungsquerschnitt um $E_x(^{12}\text{C}) = 22,16$ MeV nachweisen und dem eventuell zugehörigen Niveau den Drehimpuls und Isospin $J^\pi, T=1^-, 0$ zuordnen. Nicht zuletzt wegen dieser beiden unabhängigen Beobachtungen haben wir die Daten für eine zusätzliche, mögliche Resonanz im p_3 -Kanal in Klammern angegeben, obwohl eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen p_2 - und p_3 -Kanal erreicht werden konnte. Betrachten wir den Verlauf dieser Resonanz (Fig. 56 und 57), so wird deutlich, daß eine visuelle Abschätzung der Resonanzlage aus dem Verlauf des gemessenen Wirkungsquerschnitts leicht zu überhöhten Werten führt. Das liegt an der langsam abfallenden, hochenergetischen Flanke der Resonanzkurven, die im Fall dieser breiten Struktur besonders ausgeprägt ist. Aus diesem Grund haben wir auch bei der Diskussion der 1^- -Intensitäten im Verlauf der Drehimpulsanalyse die Resonanzlage als zu hoch abgeschätzt (vgl. Kap.5e).

Die Resonanz bei $E_x = 22,48$ MeV

Die zu diskutierende Resonanz liegt im Zentrum der isovektoriellen E1-Riesenresonanz und sollte deshalb den Drehimpuls $J^\pi = 1^-$ besitzen, zumal bisher alle in diesem Bereich gefundenen Resonanzen mit jenem Wert belegt wurden. (AJZ75). Überraschenderweise konnten wir aber in der Drehimpulsanalyse, abgesehen vom p_2 -Kanal, keinerlei 1^- -Strukturen beobachten; vielmehr ergaben sich in allen Kanälen korreliert starke Hinweise auf einen 3^- -Charakter. Der Isospin sollte wegen des Fehlens im α_0 -Kanal den Wert $T=1$ besitzen. Wir haben deshalb versucht, mit dieser Zuordnung die Resonanzstrukturen zu beschreiben und dabei im p_2 -Kanal die gleichen Partialwellen zugelassen wie bei der 3^- -Resonanz um $E_x = 21,52$ MeV. Wie dort haben wir die s-Wellen vernachlässigt, weil in der Drehimpulsanalyse solche Beiträge nicht auftreten. Im p_3 -Kanal sind, wenn man die $\ell=4$ -Beiträge vernachlässigt, nur d-Wellen möglich (Tabelle 2), und das führt in diesem Kanal zu einer gekoppelten Breite:

$$\gamma_2^2 = \gamma_{12}^2 + \gamma_{22}^2$$

Betrachten wir die Ergebnisse der Resonanzanalyse, so finden wir die Breiten mit relativ großen Fehlern behaftet (Tabelle 3), die Mittelwerte aber in zufriedenstellender Übereinstimmung. Die großen Unsicherheiten resultieren hauptsächlich aus der ungünstigen Lage dieser Resonanz, die auf der breiten Flanke der Nachbarresonanz sitzt, deren Fehlerschwankungen damit unmittelbar eingehen. Die relativ scharf gepikete Struktur hält den Fehler in der Lage mit 15 keV (p_2) bzw. 20 keV (p_3) jedoch klein. Allerdings ergibt sich hier eine eindeutige Differenz, denn die Resonanz liegt im p_2 -Kanal bei $E_x = 22,448$ MeV und damit 71 keV unterhalb der Resonanzstelle im p_3 -Kanal ($E_x = 22,519$ MeV). Nur unter Berücksichtigung der Extremwerte, die sich nach der statistischen Fehleranalyse ergeben, tritt ein 8 keV breiter Überlappungsbereich auf.

Dieses Ergebnis legt die Vermutung nahe, daß die beiden Strukturen im p_2 - und p_3 -Kanal zu unterschiedlichen Resonanzen gehören. In diesem Fall müßte aufgrund der Drehimpulsanalyse die p_2 -Streuung aus einem 1^- -Niveau erfolgen, dessen Existenz in diesem Energiebereich auch aus den Anfangs genannten Gründen am wahrscheinlichsten ist. Dann können wir den Verlauf des Wirkungsquerschnitts aber nicht mehr durch eine Summe zweier Resonanzterme beschreiben, sondern müssen bei der vorliegenden starken Überlappung zweier 1^- -Niveaus Interferenzeffekte berücksichtigen. Das führt in erster Näherung (keine Untergrundbeiträge) auf den folgenden Ausdruck (LAN58):

$$\sigma = \frac{\pi g_J^2 \lambda^2 \sum_{l's'l'} \{ (E_2 + \Delta_2 - E) \sqrt{\Gamma_{1sl} \Gamma_{1s'l'}} + (E_1 + \Delta_1 - E) \sqrt{\Gamma_{2sl} \Gamma_{2s'l'}} - \{ (E_1 + \Delta_1 - E)(E_2 + \Delta_2 - E) + (\Gamma_{12}^2 - \Gamma_1 \Gamma_2) / 4 - \Delta_{12}^2 \}^2 + \Delta_{12} (\sqrt{\Gamma_{1sl} \Gamma_{2s'l'}} + \sqrt{\Gamma_{1s'l'} \Gamma_{2sl}}) \}^2 + \{ \sum_{c'} \Pi_{c'} c' c' \}^2 / 4}{\{ \Gamma_1 (E_2 + \Delta_2 - E) + \Gamma_2 (E_1 + \Delta_1 - E) - 2 \Delta_{12} \Gamma_{12} \}^2 / 4} \quad (15)$$

Dabei gehören die gestrichelten Indizes zum Ausgangskanal und

die Σ_c , im Zähler bedeutet Summation über alle möglichen Ausgangskanäle. Die Indexziffern beziehen sich auf Größen der ersten bzw. zweiten Resonanz, wobei die einfach indizierten Ausdrücke entsprechend den Gleichungen (7) und (11) definiert sind. Die mit Doppelindizes versehenen Interferenzterme berechnen sich gemäß der folgenden Vorschrift:

$$\Gamma_{12} = \sum_{sl} 2P_l \gamma_{1sl} \gamma_{2sl} ,$$

$$\Delta_{12} = \sum_{sl} (B_l - S_l) \gamma_{1sl} \gamma_{2sl} ,$$

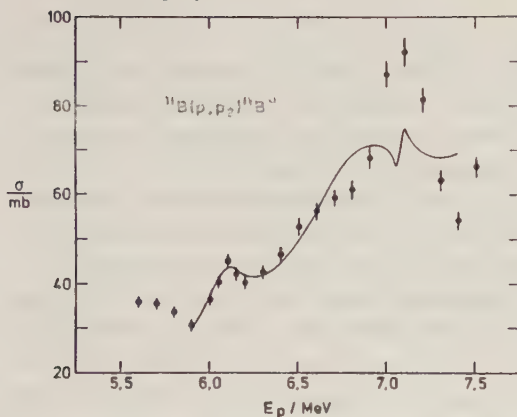
$$\Pi_{c'c} = \sqrt{\Gamma_{1c} \Gamma_{2c}} - \sqrt{\Gamma_{1c} \Gamma_{2c'}} , \quad c \equiv \{\alpha sl\} .$$

Für die Parameter B_l , die das Verhalten der Wellenfunktion am Kernrand beschreiben, kann jetzt nicht mehr der Wert der Shiftfunktion an der Resonanzstelle eingesetzt werden, weil sich der Interferenzterm Δ_{12} auf beide Resonanzen bezieht. Wir haben deshalb diesen Parameter über den Wert der Shiftfunktion zwischen den beiden Resonanzen definiert:

$$B_l = S_l \left(\frac{E_1 + E_2}{2} \right) .$$

Alle Versuche, die Resonanzstrukturen im p_2 -Kanal durch eine Überlagerung zweier 1^- -Resonanzen entsprechend Gleichung (15) zu beschreiben, schlugen vollkommen fehl. Bei keiner Variation des Untergrundes oder der Meßdaten innerhalb der Fehlergrenzen konnte der Verlauf des Wirkungsquerschnitts auch nur annähernd zufriedenstellend wiedergegeben werden. Als Beispiel zeigt Figur 58 die beste aller Anpassungen, bei der deutlich wird, daß die letzte Resonanz um $E_x = 22,45$ MeV nicht beschrieben werden kann.

Nach diesen Ergebnissen sind wir überzeugt, daß die hier diskutierte Resonanzstruktur keinen 1^- -Charakter aufweist, sondern entsprechend den Ergebnissen unserer Drehimpulsanalyse den Compoundspin $J^\pi = 3^-$ besitzt. Dabei bleibt die große Differenz in der Energielage unverstanden, wenn man die Existenz zweier Niveaus ausschließt. Ein Postulat letzterer Art wäre sehr spekulativ und würde sich nur noch auf die Energiedifferenz



Figur 58:

Anpassung der p_2 -Anregungsfunktion durch eine Überlagerung zweier 1^- -Niveaus. Das Ergebnis schließt einen solchen Fall aus.

stützen. Immerhin gelingt es uns, den gesamten Wirkungsquerschnittverlauf im p_2^- und p_3^- -Kanal unter der Annahme von 3^- -Resonanzen zufriedenstellend zu beschreiben, wobei totale Breiten und die p_0 -Breiten des Eingangskanals innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Wir halten deshalb an unserer Hypothese fest, nach der in der inelastischen Protonenstreuung eine bisher nicht bekannte 3^- -Resonanz bei $E = 22,474$ MeV auftritt. Sie sollte aber auch in anderen Kanälen zu beobachten sein, weil die Restbreite mit $\Gamma_R = 33 \pm 22$ keV zwar klein, aber deutlich von Null verschieden ist. Die großen Protonenbreiten, die die totale Breite fast ganz ausschöpfen, legen eine ausgeprägte Einteilchenstruktur dieses Niveaus nahe. Deshalb könnte der aus $(1p-1h)$ -Schalenmodellrechnungen vorgeschlagene 3^- -Zustand bei $E_x = 23,5$ MeV trotz seines großen energetischen Abstands diesem Niveau zugeordnet werden (vgl. auch Diskussion in Kap.5e und GIL64).

"Randresonanzen"

In diesem Abschnitt wollen wir die Strukturen diskutieren, die für die Untergrundbestimmung in den einzelnen Kanälen wichtig sind. Dazu zählen einmal die schwachen Maxima oberhalb von $E_p = 6,2$ MeV im α_0 -Kanal und zum anderen die resonanzartigen Überhöhungen in den Hilfspunkten am nieder- und hochenergetischen Ende der Anregungsfunktionen. Die angepaßten Resonanzkurven

sind zur Unterscheidung in den Figuren 54-57 gestrichelt gezeichnet. Da die Analyse nur über einen einfachen Breit-Wigner-Term mit energieunabhängigen Koeffizienten erfolgte (Glg.14) und die Strukturen nur schwach ausgeprägt (α_0) oder mit großen Fehlern behaftet sind (Randpunkte), können die Ergebnisse nur als Abschätzung gewertet werden. Trotzdem bietet sich besonders hinsichtlich der Energielage ein Vergleich mit den Beobachtungen anderer Autoren an, bei dem in mehreren Fällen Übereinstimmungen zu verzeichnen sind. Die wesentlichen Daten der im folgenden zusammengestellten Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Nr.	E_p /MeV	E_x /MeV	Γ /keV	Γ_{cm} /keV	Literatur
1	3,762	19,41	526	482	SEG65,SYM63, AJZ75
2	4,302	19,90	356	326	AJZ75
3	6,464	21,88	480	440	OVE65,BUC76
4	6,975	22,35	560	510	REY71,BUC76
5	7,69	23,0	185	170	AJZ75

Tabelle 4: "Randresonanzen"

- 1.) Die breite Resonanzstruktur an niederenergetischen Ende der α_0 -Anregungsfunktion kann mit den Parametern $E_R=3,762$ MeV ($E_x=19,41$ MeV) und $\Gamma=526$ keV ($\Gamma_{cm}=482$ keV) beschrieben werden. Bisher ist in diesem Bereich nur ein sehr schmales Niveau gesichert ($\Gamma=45$ keV, AJZ75), doch haben Segel sowie Symons-Treacy (SYM63) einen ähnlichen Verlauf im α_0 -Wirkungsquerschnitt gefunden.
- 2.) Die "Pandresonanz" im p_1 -Kanal liegt bei $E_p=4,302$ MeV ($E_x=19,9$ MeV) und besitzt eine Breite von 356 keV ($\Gamma_{cm}=326$ keV). Im Protonenkanal sind bisher zwei Resonanzen bei $E_x=19,69$ MeV bzw. $20,0 \pm 0,1$ MeV beobachtet worden (AJZ75).

Letztere ist von der Lage her in guter Übereinstimmung, doch bleibt ihre Breite mit $\Gamma=90$ keV weit unter unserem Wert. Möglicherweise sehen wir in unserer groben Struktur eine Überlappung der beiden Resonanzen.

3.) Im α_0 -Kanal kann der ersten schwachen Struktur oberhalb $E_p=6,2$ MeV die Resonanzlage $E_R=6,464$ MeV ($E_x=21,88$ MeV) und die Breite $\Gamma=480$ keV ($\Gamma_{cm}=440$ keV) zugeordnet werden.

An dieser Stelle ist bisher keine Resonanz gesichert, doch hat Buck bei $E_p=6,5$ MeV auch eine Überhöhung im Wirkungsquerschnitt des α_0 -Zerfalls gesehen (BUC76). Außerdem berichtet Overley von einer Struktur im Neutronenkanal bei $E_p=6.4$ MeV (OVE65). Interessanterweise tritt bei der Drehimpulsanalyse in diesem Bereich eine 2^+ -Struktur auf, die mit der Evidenz im α_0 -Kanal verträglich ist.

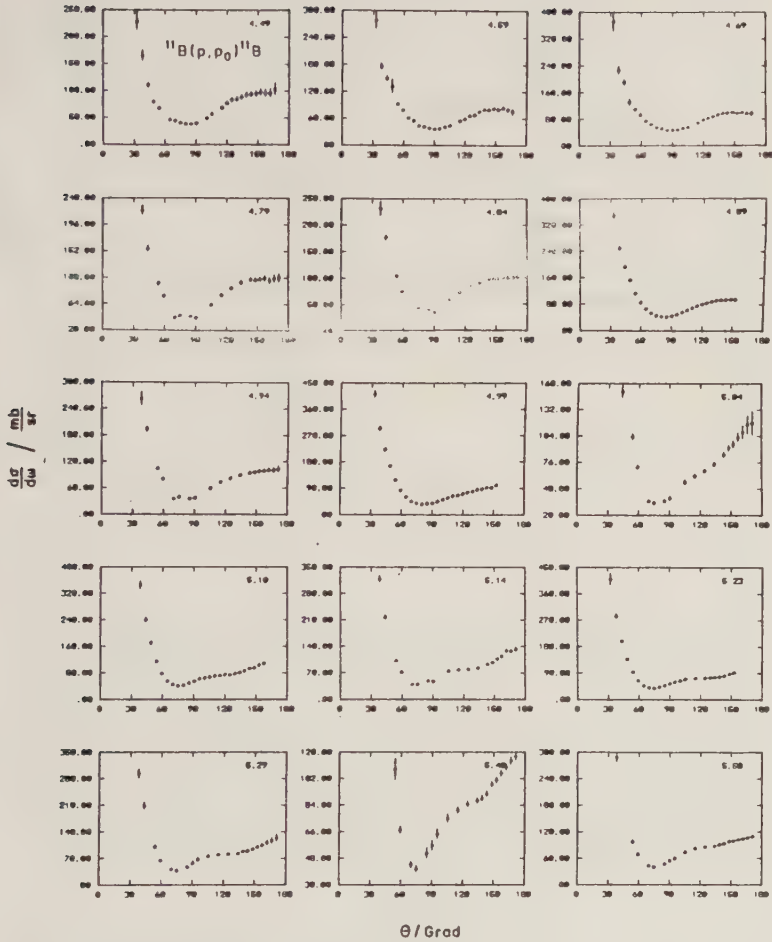
4.) Die nächste schwach angedeutete Resonanz im α_0 -Kanal besitzt die Daten $E_R=6,975$ MeV ($E_x=22,35$ MeV) und $\Gamma=560$ keV ($\Gamma_{cm}=510$ keV). Die von Buck im gleichen Kanal beobachtete Struktur kann mit dieser sicher identifiziert werden. Das gleiche gilt möglicherweise auch für die Beobachtungen von Reynolds in der Reaktion $^{11}\text{B}(^3\text{He},d)^{12}\text{C}$, der bei $E_x=22,4$ MeV eine Resonanz findet, der er die Breite $\Gamma=350\pm 50$ keV zuordnet (REY71).

5.) Die Randresonanzen im p_2 - und p_3 -Kanal liefern hinsichtlich Lage und Breite mit $E_R=7,69$ MeV ($E_x=23$ MeV) bzw. $\Gamma=185$ keV ($\Gamma_{cm}=170$ keV) die gleichen Ergebnisse. Diese Korrelation in zwei Kanälen ist ein starkes Indiz für die Existenz einer Resonanz an dieser Stelle. Das in der Literatur angegebene 60 keV breite Niveau bei $E_x=23,04$ MeV (AJZ75), könnte mit unserer Beobachtung identifiziert werden, auch wenn die Breiten um einen Faktor drei differieren.

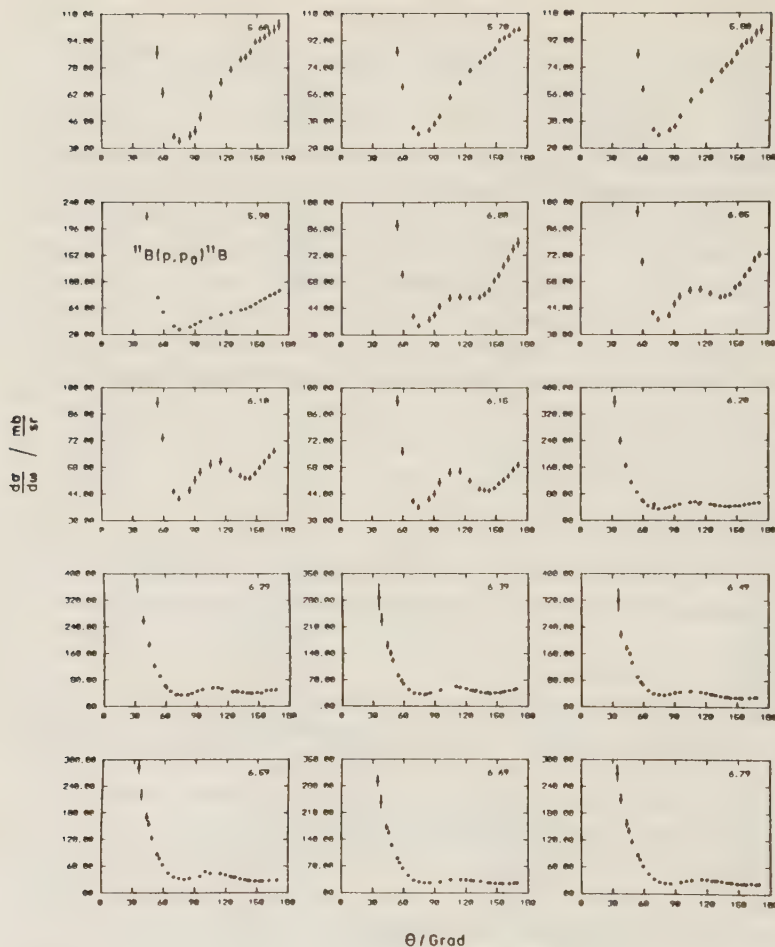
7. Analyse der elastischen Streuung

In diesem Kapitel wenden wir uns der elastischen Streuung zu, deren Auswertung unter Vorwärtswinkeln wegen der Überlappung mit elastischen Linien aus der Streuung an Targetverunreinigungen die meisten Schwierigkeiten bereitete (vgl. Kap. 3). Die Ergebnisse sind in Figur 59 dargestellt. Die Strukturen in Rückwärtsrichtung sind für die Resonanzanalyse von besonderem Interesse, weil einmal der Rutherford-Anteil unter diesen Winkeln klein ist und auch direkte Prozesse, falls vorhanden, unterdrückt sein sollten. Damit in der von uns gewählten linearen Darstellung die Resonanzstrukturen nicht gänzlich geglättet werden, haben wir die Ergebnisse für Winkel $\theta < 30^\circ$ weggelassen, unter denen der stark ansteigende Rutherford-Wirkungsquerschnitt dominiert. Dabei ist bei einem visuellen Vergleich der Winkelverteilungen zu beachten, daß der erste Meßpunkt bei jeder Verteilung zu einem Winkel zwischen 30° und 60° gehören kann und dadurch der Maßstab zwischen 100 mb und 400 mb pro volle Ordinatenlänge schwankt. Abgesehen davon zeigt jedoch schon ein erster Vergleich, daß alle Winkelverteilungen unter Rückwärtsrichtungen ausgeprägte Strukturen zeigen. Anstiege und Maxima in diesem Winkelbereich unterstützen die Compoundkernhypothese für den Reaktionsmechanismus, denn Potentialstreuung und direkte Prozesse bewirken hier in der Regel nur einen glatten, abfallenden Verlauf. Damit bestätigen diese Ergebnisse die Grundlage für unsere Analyse der inelastischen Streuung und des α_0 -Zerfalls.

Für eine eigenständige, resonanztheoretische Untersuchung der elastischen Streuung sind die Winkelverteilungen ungeeignet, weil die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts Resonanzstrukturen besser zeigt. Bei der Untersuchung der Anregungsfunktionen tauchen allerdings Probleme auf, die eine exakte, numerische Analyse unmöglich machen. Erstens ist die Bestimmung des totalen, winkelintegrierten Wirkungsquerschnitts nicht sinnvoll, weil der unter kleinen Winkeln divergierende Rutherford-Anteil die Resonanzbeiträge zudeckt. Damit ist eine Beschreibung ohne Interferenz einzelner Niveaus nicht möglich

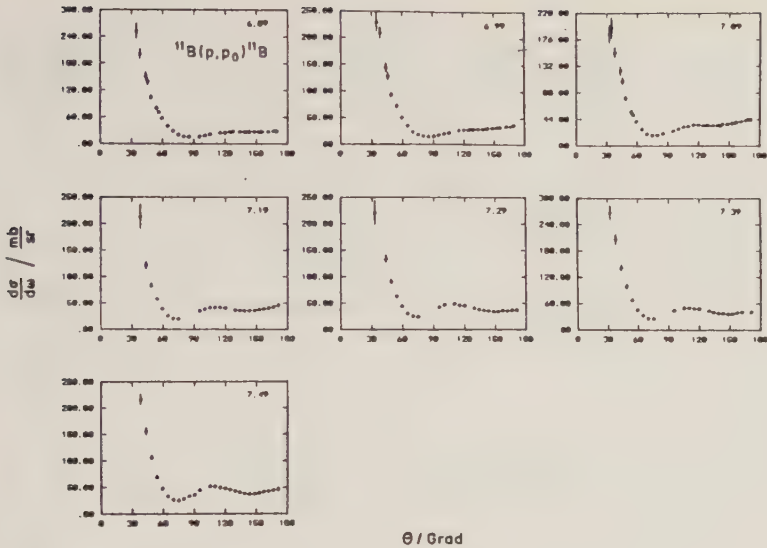


Figur 59 a-c: p_0 -Winkelverteilungen ohne Werte für $\theta < 30^\circ$.
Diese Daten wurden weggelassen, um die Darstellung der Rückwärtsstrukturen besser zur Geltung kommen zu lassen. Zahlen in der rechten oberen Ecke: E_p /MeV.



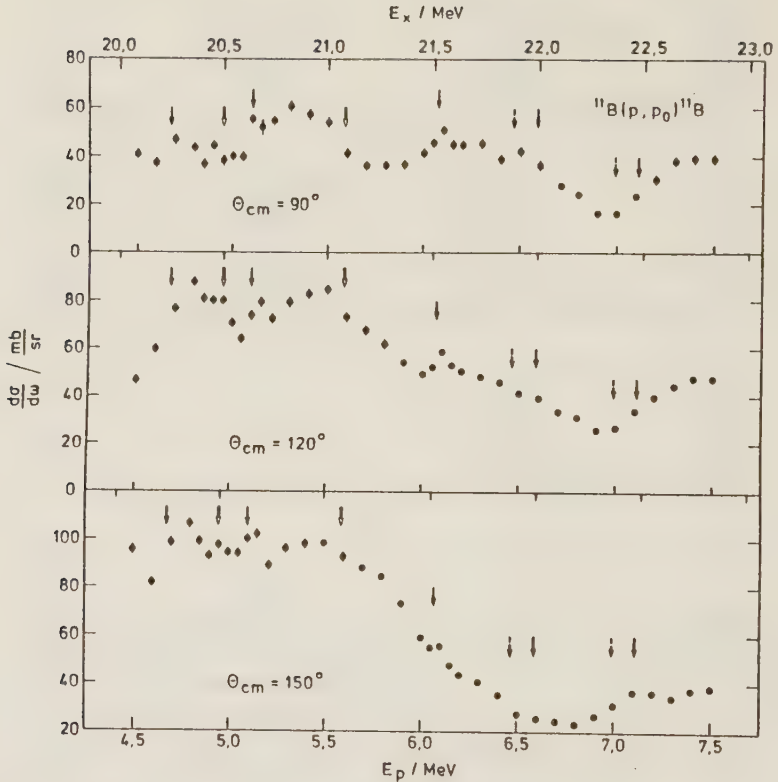
Figur 59 b

und wir müssen versuchen, den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts theoretisch wiederzugeben. Der dazu notwendig Ausdruck umfaßt die Beiträge aller beteiligten Niveaus, deren Interferenzterme und für jedes einzelne Niveau eine kohärente Überlagerung aus Rutherford-, Potential- und Resonanzamplituden (FES60).



Figur 59 c

Betrachten wir uns z.B. den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter den drei Schwerpunktswinkeln $\theta=90^\circ$, 120° und 150° (Fig.60), so finden wir nicht mehr so ausgeprägte Resonanzstrukturen wie in der inelastischen Streuung oder beim α_0 -Zerfall. Die zu den dort gefundenen Resonanzen gehörenden Strukturen (durchgezogene Pfeile) sind in den Maxima durch Interferenzeffekte verschoben oder abgeflacht. Außerdem wird deutlich, daß auch die übrigen, in den anderen Kanälen nicht beobachteten Resonanzen im elastischen Kanal spürbar sind (offene Pfeile). Bei den Energien, an denen im α_0 -Kanal die "Randresonanzen" zu beobachten sind, können wir ebenfalls Unregelmäßigkeiten im Verlauf des Wirkungsquerschnitts feststellen (gestrichelte Pfeile). Deshalb müssen wir davon ausgehen, daß alle in diesem Energiebereich bekannten Niveaus zum Wirkungsquerschnitt beitragen und miteinander interferieren, wobei offen bleibt, wieviel unbekannte Zustände außerdem zu berücksichtigen sind. Bei der Vielzahl der dann unbekannten Parameter ist einmal die numerische Analyse sehr schwierig und zum anderen die physikalische Aussagekraft der resultierenden Resonanzdaten fragwürdig.



Figur 60: Anregungsfunktionen des differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitts für drei Schwerpunktswinkel. Die Pfeile geben Resonanzlagen an (durchgezogen: diese Arbeit, offen: AJZ75, gestrichelt: vermutet).

Wir haben uns deshalb darauf beschränkt, die Resonanzdaten aus der Analyse der inelastischen Streuung und des α_0 -Zerfalls punktuell zu überprüfen, indem wir die Winkelverteilungen mit Hilfe der Ein-Niveau-Näherung angepaßt haben. Dieses Verfahren kann selbst näherungsweise nur dann sinnvoll sein, wenn die Beiträge des entsprechenden Niveaus überwiegen. Das ist aber hauptsächlich im Zentrum der starken Resonanz um $E_p = 5,1 \text{ MeV}$ gegeben, und wir haben uns deshalb im wesentlichen auf diesen Bereich konzentriert. Eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen

der übrigen Kanäle ist allerdings auch hier nicht zu erwarten, weil die Beiträge aus den Nachbarresonanzen nicht abgezogen werden können, doch sollte eine größenordnungsmäßige Konsistenz erreicht werden.

Für die theoretische Beschreibung haben wir die Ein-Niveau-Formel von Blatt-Biedenharn mit den von Huby modifizierten Z-Koeffizienten herangezogen (BLA52, HUB54). Danach setzt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt aus sechs Termen zusammen, aus einem Resonanzterm I_R , einem Potentialterm I_P , einem Coulombterm I_C und drei Interferenzgliedern I_{RC} , I_{RP} , I_{PC} :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = I_R + I_C + I_P + I_{RC} + I_{RP} + I_{PC} . \quad (16)$$

Der Resonanzterm zum Compounddrehimpuls J setzt sich inkohärent aus den einzelnen Kanalspinbeiträgen zusammen.

$$I_R = \frac{\lambda^2}{(2I+1)(2I+1)} \sum_{L=0}^{L_{\max}} \left(\sum_{\substack{s=I-1 \\ s'=I-1}}^{I+1} R_L(s', s) \right) P_L(\cos\theta)$$

mit (17)

$$R_L(s', s) = \frac{(-1)^{s'-s}}{4(E-E_R)^2 + \Gamma^2} \sum_{\ell_1=|J-s|}^{J+s} \sum_{\ell_2=|J-s'|}^{J+s'} Z(\ell_1 J \ell_2 J; sL)$$

$$Z(\ell_1 J \ell_2 J; s' L) g_{s\ell_1} g_{s\ell_2} g_{s'\ell_1} g_{s'\ell_2} \cos(\xi_{\ell_1} - \xi_{\ell_2} + \xi_{\ell_1'} - \xi_{\ell_2'}) .$$

$$Z(\ell_1 J \ell_2 J; sL) = \sqrt{2\ell_1+1} \sqrt{2\ell_2+1} (2J+1) W(\ell_1 J \ell_2 J; sL) \langle \ell_1 \ell_2 00 | L0 \rangle ,$$

$$g_{s\ell} = \sqrt{\Gamma_{s\ell}} = \sqrt{2P_\ell} \gamma_{s\ell}$$

$\lambda = 1/k$, k = Betrag des Wellenvektors der Relativbewegung im Eingangskanal.

Die Phase ξ_ℓ zum Relativbahndrehimpuls ℓ ist als Summe aus der Coulombphase σ_ℓ und Potentialphase ϕ_ℓ definiert.

$$\xi_\ell = \sigma_\ell + \phi_\ell , \quad e^{2i\sigma_\ell} = \frac{(\ell+i\eta)(\ell-1+i\eta)\cdots(1+i\eta)}{(\ell-i\eta)(\ell-1-i\eta)\cdots(1-i\eta)} \frac{(i\eta)!}{(-i\eta)!} ,$$

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v} , \quad e^{2i\phi_\ell} = \frac{G_\ell(R) - iF_\ell(R)}{G_\ell(R) + iF_\ell(R)} .$$

Die Potentialphase ϕ_ℓ beschreibt bei Blatt-Biedenharn lediglich den Unterschied zwischen der Streuung an einer Punktladung und einer geladenen harten Kugel. Mit diesem einfachen Ansatz gelang es uns nicht, die Winkelverteilungen zu beschreiben. Wir haben deshalb die Phasen ϕ_ℓ modifiziert, indem wir die stärksten Beiträge ϕ_0 , ϕ_1 und ϕ_2 mit einem Faktor multiplizierten, der bei dem Fitverfahren mit angepaßt wurde. Mit diesem Verfahren, das schon Chanut (CHA73) bei der Beschreibung seiner elastischen Streudaten erfolgreich angewendet hat, konnten die Winkelverteilungen weitaus besser wiedergegeben werden.

Physikalisch ist die Notwendigkeit einer Variation der Potentialphasen durchaus verständlich. Der Ansatz von Blatt und Biedenharn beschreibt das Kernpotential als das einer undurchdringlichen harten Kugel, und dieses Bild ist sicher nur eine grobe Näherung. Jederweichere Verlauf des Potentials am Kernrand, der auch die Potentialstreuung solcher Teilchen erlaubt, die in den Bereich des Kerns eingedrungen sind, fordert eine Modifikation der Potentialphasen. Bei unserem Ansatz sind wir nicht so weit gegangen, die Phasen vollkommen frei variieren zu lassen, sondern wir haben über die Faktorisierung die Energieabhängigkeit beibehalten. Diese ist im wesentlichen durch die Ladung der Kugel, d.h. durch die Coulombfunktionen gegeben. Für Coulomb- und Potentialterm ergeben sich die folgenden Ausdrücke:

$$I_C = \frac{z^2}{\sin^2(\theta/2)} \quad , \quad z = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \quad 2Mv^2}$$

$$I_P = \chi^2 \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{L+\ell} (2\ell+1)(2\ell'+1) \langle \ell\ell'00 | L0 \rangle^2$$

$$\sin\phi_\ell \sin\phi_{\ell'} \cos(2\psi_\ell + \phi_\ell - 2\psi_{\ell'} - \phi_{\ell'}) P_L(\cos\theta)$$

Die Phase ψ_ℓ ist als Differenz von Coulombphasen definiert:

$$\psi_\ell = \sigma_\ell - \sigma_0 \quad .$$

Die Summation im Potentialterm läuft im Prinzip über alle ℓ , doch zeigt sich bei der numerischen Rechnung, daß die Summe schnell konvergiert und schon Beiträge mit $\ell > 5$ keine merkbare

Veränderung im Wirkungsquerschnitt mehr bringen. Das bedeutet anschaulich gesehen, daß Partialwellen dieser höheren Ordnung weit am Kern vorbeifliegen und nichts mehr vom Kernpotential spüren. Wir haben deshalb die Summe bei $\ell_{\max}=6$ abgebrochen. In den Interferenztermen mit Resonanzbeiträgen, I_{RC} und I_{RP} , taucht als einzige zusätzliche Größe die Resonanzphase β auf, die die Abweichung der Energie von der Resonanzlage berücksichtigt:

$$\tan\beta = 2(E - E_R)/\Gamma \quad . \quad (17)$$

Diese Definition weicht von der allgemein üblichen ab, bei der $\cot\beta$ mit dem rechten Seite des Ausdrucks (17) gleichgesetzt wird und bei der die Resonanzphase in der Resonanz durch $\pi/2$ geht. Die Definition (17) bei Blatt und Biedenharn hat den Vorteil, daß damit β wie alle übrigen Phasen in dem Intervall $\{-\pi/2, +\pi/2\}$ definiert ist und keine Unstetigkeit an der Resonanzstelle auftaucht. Die für die Existenz einer Resonanz wichtige Eigenschaft, daß die Phase mit positiver Steigung durch die Resonanzstelle geht, bleibt bei dieser Definition erhalten.

Damit ergeben sich für die drei Interferenzglieder die Beziehungen:

$$I_{RC} = \frac{\chi(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} \frac{\sum_s \Gamma_s \ell}{\{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2\}^{1/2}}$$

$$\frac{\sin(2\eta \ln(\sin(\theta/2))) + 2\psi_\ell + 2\phi_\ell + \beta}{\sin^2(\theta/2)} P_\ell(\cos\theta)$$

$$I_{RP} = - \frac{\chi^2(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{L+\ell} \frac{L+\ell}{(2\ell'+1) \langle \ell \ell' 00 | L 0 \rangle^2}$$

$$\sin\phi_\ell \frac{\sum_s \Gamma_s \ell}{\{(E-E_R) + (\Gamma/2)^2\}^{1/2}} \sin(\beta + 2\psi_\ell + 2\phi_\ell - 2\psi_{\ell'} - \phi_{\ell'}) P_L(\cos\theta)$$

$$I_{PC} = -2\chi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \sin\phi_\ell \cos[2\eta \ln(\sin(\theta/2)) + 2\psi_\ell + \phi_\ell]$$

$$\frac{P_\ell(\cos\theta)}{\sin^2(\theta/2)}$$

Im Unterschied zu der Resonanzanalyse der inelastischen Kanäle ist die Beschreibung der Winkelverteilungen empfindlich auf die Amplituden der reduzierten Breiten, reagiert aber kaum auf die Resonanzenergie E_R und die totale Breite Γ . Deshalb haben wir diese beiden Parameter nicht mit angepaßt, sondern die Werte der Resonanzanalyse des vorangegangenen Kapitels fest vorgegeben. Die Niveauverschiebung Δ geht in die gewählte Beschreibung nicht ein, da wir nur Winkelverteilungen in unmittelbarer Nähe der Resonanzstellen angepaßt haben und Δ dort laut Definition verschwindet (Glg.12). Außerdem spielt die an früherer Stelle wichtige Energieabhängigkeit der Niveauverschiebung bei der Beschreibung von Winkelverteilungen keine Rolle.

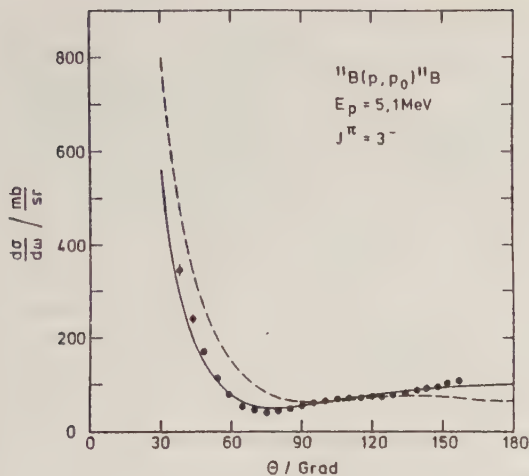
Die Ergebnisse der Ein-Niveau-Analyse zeigen durchweg die erwarteten Eigenschaften. Exakte Übereinstimmung mit den Breiten aus den Untersuchungen der inelastischen Kanäle kann in keinem Fall erreicht werden, und die besten Anpassungen gelingen mit den Winkelverteilungen aus der unmittelbaren Nachbarschaft der entsprechenden Resonanzenergien. Die beste Übereinstimmung erhalten wir in der Umgebung der besonders starken Resonanz bei $E_p = 5,1$ MeV, und hier wiederum zeigt die Winkelverteilung genau im Resonanzzentrum die besten Ergebnisse. Die Daten bei $E_p = 5,04$ MeV bzw. $5,14$ MeV, also an den beiderseits unmittelbar benachbarten Meßpunkten, können nur weitaus schlechter wiedergegeben werden, doch sind die Ergebnisse miteinander verträglich und zeigen einen kontinuierlichen energetischen Verlauf (Tabelle 5). Die totale p_0 -Breite ist mit $\Gamma_{p_0} = 171$ keV größer als die Ergebnisse aus der p_1 - und α_0 -Analyse ($\Gamma_{p_0} = 124$ keV), doch stimmen die Größenordnungen überein. Auch die Abweichung geht in die richtige Richtung, da wegen des nicht abgezogenen Untergrundes die Wirkungsquerschnitte insgesamt größer sind und deshalb die Breiten anwachsen müssen. Der Hauptanteil der Reaktion läuft dabei über den Kanalspinzweig $s=1$ ab. Das Ergebnis ist in Figur 61 aufgetragen, in die gleichzeitig zum direkten Vergleich die beste Anpassung mit festen Potentialphasen nach Blatt-Biedenharn eingezeichnet ist (gestrichelt). Dabei zeigt sich deutlich, daß diese Phasen den Rückwärtsanstieg der Winkelverteilung nicht beschreiben können und dieser deshalb

$\frac{E_p}{\text{MeV}}$	J^π	$s \ell$	$\frac{\gamma_{s\ell}}{\sqrt{\text{keV}}}$	$\frac{\Gamma_{s\ell}}{\text{keV}}$	$\frac{\Gamma_{p_0}(\text{tot})}{\text{keV}}$	Phasenfaktoren $f_0 \quad f_1 \quad f_2$		
4,69	1^+	1 1 2 1 2 3	-43 -54 -1,5	4,4 6,9 $5 \cdot 10^{-4}$	11,3	1,25	0,69	0,27
4,69	1^+	1 1 2 1 2 3	0,01 -193 686	$5 \cdot 10^{-7}$ 89 101	190	1,02	0,46	-0,65 $f_3 = -3,42$
5,04	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	290 144 -3,1 -38	103 25 $2 \cdot 10^{-4}$ $4 \cdot 10^{-2}$	128	1,26	0,56	0,49
5,1	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	367 49 -83 -23	168 3 0,2 0,02	169	1,22	0,72	0,78
5,14	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	398 -9,5 -345 190	200 0,1 3,5 1,1	205	1,26	0,71	0,6
6,05	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	268 49 -369 355	119 4 8 7,4	138	1,07	0,45	0,81
6,1	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	270 64 -378 355	123 6,9 8,7 7,7	146	1,06	0,45	0,81
6,15	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	268 35 -354 473	123 2,1 8 14	147	1,08	0,42	0,79
7,09	3^-	1 2 2 2 1 4 2 4	268 32 213 55	151 95 0,1 0,3	246	1,85	-0,13	-0,2

Tabelle 5: Daten aus der Analyse der elastischen Winkelverteilungen

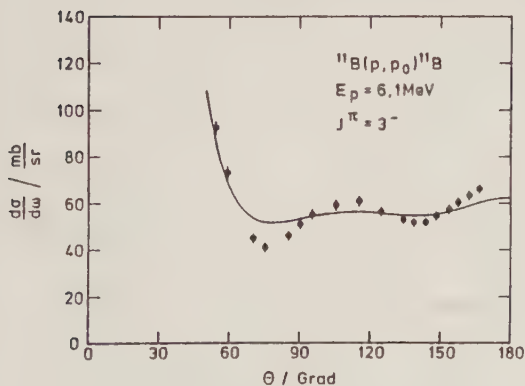
stark durch die Potentialstreuung mitbestimmt wird. Die notwendige Änderung der Potentialphasen liegt in der Größenordnung von 30% und bewirkt bei der s-Phase einen Anstieg und bei den p- und d-Phasen eine Absenkung des Wertes für eine harte Kugel. Die Zahlenwerte sind für die drei Winkelverteilungen um $E_p = 5,1$ MeV relativ stabil und bestätigen damit die Konsistenz des gewählten Verfahrens.

Die Winkelverteilungen im Bereich der 3^- -Resonanz um $E_p = 6,07$ MeV können nicht zufriedenstellend beschrieben werden. Selbst die beste Anpassung (Fig. 62) kann die Extrema nicht ausreichend beschreiben, und wir setzen dementsprechend wenig Vertrauen in die numerischen Ergebnisse des Fits. Der Grund für dieses schlechte Resultat liegt mit großer Wahrscheinlichkeit in den starken Fremdbeiträgen. Schon bei den Reaktionskanälen geht hier die Untergrundsubtraktion besonders kritisch ein, da die Beiträge groß und unsicher sind. Das spiegelt sich deutlich in der resultierenden totalen elastischen Breite wieder, die mit 146 keV etwa dreimal so groß ist wie der Wert aus den anderen Kanälen (56 keV). Die Konsistenz bei den Phasenfaktoren finden wir trotz der schlechten Anpassung aber auch hier wieder. Wie zu erwarten ergeben die Anpassungen im Bereich der beiden energetisch höher gelegenen Resonanzen keine befriedigenden Ergebnisse mehr. Das ist bei der wachsenden Zahl überlappender Niveaus auch nicht verwunderlich. Die mit Abstand beste Anpassung in diesem Bereich zeigt Figur 63 für die Winkelverteilung bei $E_p = 7,09$ MeV. Die Rückwärtsstrukturen können zwar zufriedenstellend wiedergegeben werden, doch ab etwa 55 Grad in Vorwärtsrichtung läuft der Fit vollkommen fehl. Die numerischen Ergebnisse sind dagegen, verglichen mit den bekannten Daten, überraschend gut, und das weist deutlich darauf hin, das sich die Resonanzeigenschaften besonders im rückwärtigen Verlauf der Winkelverteilungen ungestört widerspiegeln. Mit 246 keV übertrifft die totale p_0 -Breite den Wert aus den anderen Kanälen zwar deutlich ($\Gamma_{p_0} = 196$ keV), ist aber größenordnungsmäßig durchaus damit vergleichbar. Entsprechendes gilt für die $\ell=4$ -Partialbreiten, die auch hier vernachlässigbar klein sind (Tabelle 5). Bei den Potentialphasen ergeben sich besonders große Änderungen. Während sich die s-Phase gegenüber dem



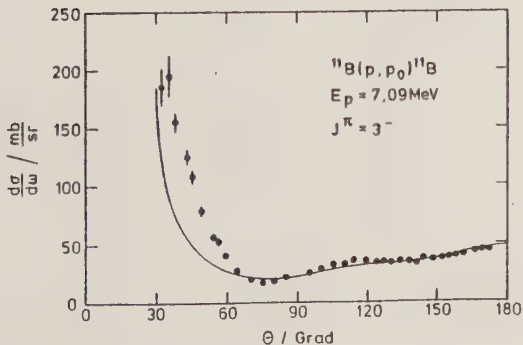
Figur 61:

p_0 -Winkelverteilung bei 5,1 MeV mit einer Ein-Niveau-Anpassung nach Blatt-Biedenharn (gestrichelt) und mit variabler Potentialphase (durchgezogen).



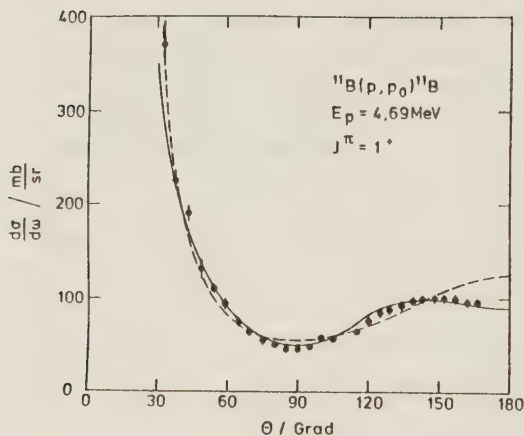
Figur 62:

p -Winkelverteilung bei $E_p^0 = 6.1 \text{ MeV}$ mit bester Anpassung



Figur 63:

p -Winkelverteilung bei $E_p^0 = 7.09 \text{ MeV}$ mit bester p Anpassung durch ein 3^- -Niveau.



Figur 64:

p_0 -Winkelverteilung bei $E_p = 4,69$ MeV mit bester Anpassung durch ein 1^+ -Niveau. Variation der Potentialphasen bis $\ell=2$ (gestrichelt) und $\ell=3$ (durchgezogen).

Harte-Kugel-Wert etwa verdoppelt, werden die p- und d-Phasen klein und ihr Vorzeichen invertiert.

Zum Abschluß bleibt noch das Gebiet um die 1^+ -Resonanz bei $E_p = 4,685$ MeV zu diskutieren. Diese Resonanz konnte nur im p_1 -Kanal beobachtet werden, und deshalb ist eine unabhängige Kontrolle der p_0 -Breiten besonders interessant. Allerdings liegt dieses Niveau in enger Nachbarschaft bereits bekannter Zustände bei $E_x = 20,0$ MeV, $20,5$ MeV und $20,6$ MeV (Fig. 1), mit denen es sämtlich überlappt. Entsprechend dieser Situation kann auch nur die Winkelverteilung bei $E_p = 4,69$ MeV, die nahezu im Zentrum dieser Resonanz liegt, einigermaßen zufriedenstellend beschrieben werden. Die resultierenden elastischen Breiten sind allerdings überhaupt nicht mit den Ergebnissen aus dem p_1 -Kanal vergleichbar. Die totale elastische Breite unterscheidet sich mit $\Gamma_{p_0} = 12$ keV nicht nur um mehr als eine Größenordnung von den 190 keV aus der inelastischen Streuung, sondern ist überraschenderweise auch kleiner. Da außerdem die größten Abweichungen der Fitfunktion von den Meßpunkten unter Rückwärts-winkeln auftreten (Fig. 64 gestrichelt), haben wir den Versuch gemacht, unter Hinzufügen eines weiteren Parameters die $\ell=3$ -Phasen mitzuvariieren. Das Ergebnis ist für die gegebene Situation überlappender Resonanzen überraschend gut (Fig. 64, durch-

gezogene Linie). Die totale elastische Breite wird sogar ausgezeichnet reproduziert. Offensichtlich gibt gerade die $\ell=3$ -Phase den entscheidenden Beitrag zur Beschreibung der Resonanz, was sich deutlich in der großen entsprechenden Partialbreite widerspiegelt. Die starke Veränderung der Potentialphase wird dabei durch den großen und negativen Faktor $f_3=-3,42$ deutlich. Dieses Ergebnis steht allerdings im Gegensatz zu den Erkenntnissen aus der inelastischen Streuung, denn dort erwies sich der $\ell=3$ -Beitrag in allen Anpassungen als vernachlässigbar klein (Tabelle 3). Da jene Daten zudem vom theoretischen Ansatz her weitaus verlässlicher sind, sehen wir diese gute Wiedergabe der elastischen Winkelverteilung als zufällig ohne zwingende Konsequenz für die enthaltenen Breiten an. Zu entgültigen Klärung der Diskrepanzen kann an dieser Stelle die Untersuchung des konkurrierenden Neutronenkanals sehr hilfreich sein.

8. Ausblick

Die eingangs an diese Arbeit gestellten Erwartungen konnten in fast allen Fällen erfüllt werden. Sowohl die Form der Winkelverteilungen als auch die korrelierten Strukturen in den Anregungsfunktionen weisen eindeutig auf den Compoundcharakter des Reaktionsmechanismus hin. Darauf aufbauend haben wir neue Resonanzen im Kern ^{12}C gefunden und die Daten bereits bekannter Niveaus ergänzt. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Daten aus dem untersuchten Energiebereich zeigt Figur 65.

$E_x(^{12}\text{C})$ MeV	J^π, T	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$ keV	Γ_{FWHM} keV	Γ_{p_0} keV	Γ_{p_1} keV	Γ_{p_2} keV	Γ_{p_3} keV	Γ_{α_0} keV
<u>22,47</u>	<u>$3^-, 1$</u>	721 ± 88	332	194	—	313	236	—
<u>21,99</u>	<u>$1^-, 1$</u>	7815 ± 1058	712	5957	—	1444	762	—
<u>21,53</u>	<u>$3^-, 1$</u>	293 ± 26	305	49,7	139	41,4	—	10,5
<u>20,63</u>	<u>$3^-, 1$</u>	350 ± 15	319	124	209	—	—	13
<u>20,25</u>	<u>$1^+, 1$</u>	326 ± 40	350	190	78	—	—	—

Figur 65: Untersuchter Energiebereich im Kern ^{12}C mit den wichtigsten Daten unserer Resonanzanalyse.

Danach können wir dem Niveau bei $E_x = 20,25$ MeV eindeutig den Compounddrehimpuls $J^\pi = 1^+$ zuordnen und es als Mitglied eines Isobarentriplets zum Isospin $T=1$ identifizieren. Bei dem ($3^-, T=1$)-Niveau, dem bisher die Resonanzlage $E_x = 20,60$ MeV zugeordnet wurde, haben unsere Untersuchungen mit $E_x = 20,63 \pm 0,01$ MeV eine signifikant höhere Resonanzenergie ergeben und bestätigen damit frühere Ergebnisse aus Untersuchungen des α_0 -Zerfalls (SYM63, BLI63).

Das Niveau bei 21,53 MeV, dem wir die Quantenzahlen $J^\pi, T = 3^-, 1$ zuordnen, ist bisher nicht beobachtet worden. Obwohl in der Literatur bei $E_x = 21,6$ MeV ein 3^- -Niveau angegeben ist, kann es

nicht mit dem von uns gefundenen identifiziert werden, weil die Zustände sowohl in der Lage als auch in der Breite beträchtlich differieren (AJZ75). Sollte die noch unsichere $T=0$ -Zuordnung für jenes Niveau zutreffen (BUE77), so bietet sich hier die Möglichkeit, die Mischung zweier 3^- -Niveaus mit unterschiedlichem Isospin zu studieren.

Während wir die Daten des bei $E_x=22$ MeV angegebenen 1^- -Niveaus bestätigen, sehen wir bei $E_x=22,47$ MeV einen 3^- -Zustand, der bisher noch unbekannt war. In diesem Energiebereich, in dem die isovektorielle $E1$ -Riesenresonanz vorherrschen sollte, sind deren Beiträge in den inelastischen Protonenkanälen zweifellos stark unterdrückt.

Neben diesen Niveaudaten sind als Hauptergebnis der Resonanzanalyse die reduzierten Breiten und die Partialbreiten anzusehen, die wir für alle fünf Resonanzen angegeben haben (Tab.3). Die Extraktion dieser Größen war nur möglich, weil wir im gesamten, drei MeV breiten Energiebereich alle inelastischen Ausgangskanäle und den α -Zerfall geschlossen und parallel untersucht haben. Nur aufgrund dieser umfassenden, vergleichenden Betrachtung ist es möglich, die Unsicherheiten bezüglich des Untergrunds gering zu halten. Das gilt insbesondere deshalb, weil in dem untersuchten Energiebereich die einzelnen Niveaus schon stark überlappen. In einem solchen Gebiet ist insbesondere die Bestimmung einzelner Compounddrehimpulse schwierig, weil an jeder Stelle mehrere Beiträge vorhanden sind, die miteinander interferieren. In diesem Zusammenhang konnten wir durch die Betrachtung der Energieabhängigkeit der einzelnen Drehimpulsbeiträge, die unseres Wissens in dieser Form zum ersten Mal durchgeführt wurde, die resonanten Drehimpulsbeiträge herausarbeiten. Andererseits erweist sich die Analyse des nichtresonanten Anteils als sehr gut geeignet zur Untersuchung ausgedehnter Untergrundstrukturen. Durch die Betrachtung der 2^+ -Anteile über den gesamten untersuchten Energiebereich ist es dabei möglich, gewichtige Argumente für die Existenz der umstrittenen isoskalaren Quadrupolriesenresonanz im Kern ^{12}C anzugeben. Ein Ausdehnen dieser Untergrundanalyse zu höheren Anregungsenergien kann möglicherweise die Situation auf diesem Gebiet noch mehr aufklären.

Insgesamt gesehen glauben wir, die Resonanzanalyse der untersuchten Reaktionen in dem Energiebereich zwischen $E_p = 4,5-7,5$ MeV bis an die Grenzen ausgedehnt zu haben, die durch die Genauigkeit der Meßdaten und die Signifikanz der Datenanalyse gegeben ist. Um noch genauere Angaben machen zu können, sind mehr und genauere Informationen über alle beteiligten Resonanzen und vor allem über die Breiten der konkurrierenden Neutronenkanäle nötig. Das erfordert die absolute Messung des Neutronenwirkungsquerschnitts in energetisch kleinen Schritten über den ganzen Energiebereich. Der dazu notwendige experimentelle und zeitliche Aufwand ist sicher mit dem dieser Arbeit vergleichbar, ohne daß vorher feststeht, ob am Ende tatsächlich deutlich mehr Informationen über die Niveaus im Kern ^{12}C vorliegen.

Im Hinblick auf diese Situation halten wir es deshalb nicht für sinnvoll, momentan in der hier eingeschlagenen Richtung weiterzugehen, denn ein deutlicher Schritt nach vorn kann nur mit sehr viel mehr Aufwand erreicht werden. Erst wenn von der Seite der Theorie konkrete Wünsche nach mehr Information über diesen Energiebereich im Kern ^{12}C ausgehen, sollte sich der Experimentalphysiker dieser Mühe unterziehen.

Anhang A: Geräteliste

Die Abkürzungen in Klammern beziehen sich auf die Bezeichnungen in Figur 4.

1. Detektoren

Hersteller: ORTEC	Typ: BE-014-050-300 BA-035-025-500 BA-025-050-500 A-023-050-500 BA-019-150-500 TA-028-100-1000
Hersteller: VALVO	Typ: BPY 83-1000 B

2. Elektronik

Vorverstärker (VV):	Tennelec TC 162, TC 163
Hauptverstärker (HV):	Tennelec TC 203 BLR, TC 205, TC 205 A
Stretcher (ST):	ORTEC Linear Gate and Stretcher Model 442
ADC und VKA:	Intertechnique CT 103 mit DIT 205A Multiplexer und BA 163 (Speicher) Canberra Multichannel Analyser 8100
Routingseinheit (RE):	Canberra Mixer Router Model 8220A
Impulsgenerator (IG):	BNC Taile Pulse Generator BH-1
Totzeitähler (ZT):	Eigenbau Elektronikwerkstatt
Zentrale Steuereinheit (ZST):	Eigenbau Elektronikwerkstatt
Abschwächer (AS):	a) ORTEC Dual Decade Attenuator Model 422 b) Eigenbau Elektronikwerkstatt
Zähl- und Schalteinrichtung (ZSE):	Eigenbau Elektronikwerkstatt
Integrator:	Brookhaven Instruments Corp. BIC 1000
Gegenspannungsgerät:	Eigenbau Elektronikwerkstatt

3. Rechner

Digital Equipment Corporation DEC System 10/50 (36 bit)

Anhang B: Targets und Targetherstellung

Als Targets haben wir durchweg freitragende Borfolien in Aluminiumrähmchen verwendet, bei deren Herstellung wir von polykristallinem, pulverförmigem Bor ausgingen. Dieses Borphpulver war zu $(98,55 \pm 0,1)\%$ mit ^{11}B angereichert. Die Verunreinigungen mit Fremdatomen betrugen $1,1\%$ und bestanden aus schwereren Elementen, von denen Fe ($0,2\%$), Si ($0,1\%$) und Zn ($0,2\%$) die Hauptanteile ausmachten.

Das Bor wurde zu einer Pille gepreßt, im Hochvakuum ($p < 10^{-6}$ Torr) mit einem Elektronenstrahl aufgeheizt und auf Glasträger aufgedampft. Nachdem sich die erste dünne Schicht abgelagert hatte, haben wir die Anlage belüftet und so eine Oxidation dieser Trägerschicht erreicht, auf die dann die Targets aufgedampft wurden. Da die zwischen Target und Glasträger sitzende B_2O_3 -Schicht wasserlöslich ist, konnten wir die Targets anschließend im Wasserbad ablösen und auf die Aluminiumträger spannen.

Mit diesem Verfahren war es und möglich, Folien mit Massenbelegungen von wenigen $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bis etwa $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ herzustellen. Die untere Grenze ist durch die mechanische Stabilität gegeben. Dicke Borschichten dagegen rollen sich unmittelbar nach dem Ablösen auf und können deshalb nicht als ebene Folien auf die Aluminiumträger aufgebracht werden. Um Targets mit einer Massenbelegung $\mu > 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ herzustellen, mußten wir deshalb dünne Folien zusammenklappen und so deren Dicke verdoppeln. Eine detailliertere Beschreibung dieses Verfahrens ist an anderer Stelle gegeben (BÖR75). Die auf diese Weise hergestellten Targets sind relativ großflächig ($A \approx 1 \text{ cm}^2$) und sehr stabil. Sie brauchten bei einer Strahlzeit von 60 Stunden Dauer nicht gewechselt zu werden.

Die in den Spektren beobachteten Verunreinigungen können anhand des beschriebenen Verfahrens größtenteils erklärt werden. Neben den im Ausgangsmaterial enthaltenen Fremdatomen kann sich während des Aufdampfens Kohlenstoff niederschlagen. Dieser entsteht durch "Cracken" organischer Dämpfe, die z.B. vom Öl der Diffusionspumpe in den Aufdampfraum gelangen. Wenn die Borfolien später im Wasserbad von der Unterlage abgelöst werden, kann es zu Wassereinschlüssen kommen, die das Auftreten von Wasserstoff und Sauerstoff erklären. Letzterer entsteht außerdem durch Oberflächenoxidation

an der Luft. Die Stickstoffverunreinigungen entstehen vermutlich in der Streukammer, die ausschließlich mit Stickstoff "belüftet" wurde, um weitere Oxidationen zu vermeiden. Auch der relativ hohe Si-Anteil kann hier entstehen, weil am Experiment nur Schmierstoffe auf Silikonbasis verwendet wurden.

Anhang C: Abschätzung der Niveaudichte im ^{12}C -Kern nach einem Fermi-Gas-Modell

Obwohl die Anwendung eines statistischen Modells auf leichte Kerne fragwürdig ist, sollte die größenordnungsmäßige Abschätzung der Niveaudichte im Compoundkern ^{12}C möglich sein. Tatsächlich erhält man auch im Energiebereich um $E_x = 18,5$ MeV eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit experimentellen Werten (NOC76). Die besten Ergebnisse ergeben sich nach dem "Back-Shifted Fermi-Gas Model", das für die Dichte ρ der Niveaus mit dem Drehimpuls J^π bei der Anregungsenergie U den Ausdruck

$$\rho(U, J, \pi) = \frac{\hbar^3 (2J+1) \sqrt{a}}{48 \sqrt{2} \theta^{3/2} (U+t-\Delta)^2} \exp(2\sqrt{a(U-\Delta)} - \frac{J(J+1)}{\sigma^2})$$

liefert (HUI69, RIC74).

Der Niveaudichteparameter a hängt vom Radiusparameter r_0 ab und bewegt sich im Bereich

$$\frac{A}{13,5 \text{ MeV}} \leq a \leq \frac{A}{8,7 \text{ MeV}} \quad \text{für } 1,2 \text{ fm} \leq r_0 \leq 1,5 \text{ fm}.$$

Für das Trägheitsmoment θ wird üblicherweise der Wert für einen starren Rotator angesetzt, wonach

$$\theta/\hbar^2 \approx 0,0137 A^{5/3} \text{ MeV}^{-1},$$

und die thermodynamische Temperatur t des Kerns ist über die Beziehung

$$U - \Delta = a t^2 - t$$

definiert. Der Spin-cutoff-Parameter σ^2 ergibt sich als Produkt aus Trägheitsmoment und Temperatur t :

$$\sigma^2 = \theta t/\hbar^2.$$

Die Energieverschiebung Δ verschwindet im "Back-Shifted Fermi-Gas Model" für gg-Kerne, im Gegensatz zum "Shifted Fermi-Gas Model", nach welchem Δ bei gg-Kernen gleich der doppelten Paarungsenergie ist (HUI69).

Für mittelschwere Kerne um $A=60$ kann das "Back-Shifted Fermi-Gas Model" experimentelle Ergebnisse über einen weiten Energiebereich

gut beschreiben (HUI69). Dabei ergibt sich für den Niveaudichte-
parameter a ein Schwankungsbereich gemäß

$$\frac{A}{11,4 \text{ MeV}} \leq a \leq \frac{A}{10,8 \text{ MeV}} .$$

Wegen

$$a \propto A r_0^2$$

entspricht das einer r_0 -Variation von

$$1,31 \text{ fm} \leq r_0 \leq 1,35 \text{ fm} .$$

Da r_0 bei leichten Kernen zu größeren Werten tendiert, haben
wir für unsere Abschätzung das Intervall

$$1,4 \text{ fm} \leq r_0 \leq 1,5 \text{ fm}$$

angenommen, das auf den entsprechenden Schwankungsbereich

$$\frac{A}{10 \text{ MeV}} \leq a \leq \frac{A}{8,7 \text{ MeV}}$$

führt.

Testet man mit diesen Werten die totale Zustandsdichte im Kern
 ^{12}C bei $E_x = 18,5 \text{ MeV}$ (vgl. auch NOC76), so erhält man

$$3,92 \text{ MeV}^{-1} \leq \sum_{J\pi} \rho(18,5 \text{ MeV}, J, \pi) \leq 7,98 \text{ MeV}^{-1} .$$

Ein Blick auf die bekannten Daten (AJZ75) zeigt, daß im Bereich
 $18 \text{ MeV} \leq E_x \leq 19 \text{ MeV}$ fünf Niveaus gesichert und zwei in Klammern
angegeben sind (vgl. auch Fig.1). Dieses Ergebnis ist in zufrieden-
stellender Übereinstimmung mit der angegebenen Abschätzung.

Wenden wir die Niveaudichteformel auf den von uns untersuchten
Energiebereich an, so erhalten wir die in Tabelle C1 zusammen-
gestellten Ergebnisse. Die uns besonders interessierende 2^+ -
Niveaudichte wird erst am hochenergetischen Ende des Bereichs
größer als 2 MeV^{-1} und bleibt im gesamten Bereich unter 3 MeV^{-1} .

$\rho(E_x, J, \pi) / \text{MeV}^{-1}$				
J	E_x / MeV			
	20,5	21,5	22,5	23,5
0	0,65	0,76	0,88	1,03
	1,47	1,74	2,06	2,43
1	1,18	1,39	1,63	1,91
	2,55	3,06	3,65	4,36
2	0,71	0,86	1,03	1,23
	1,42	1,74	2,13	2,59
3	0,22	0,27	0,33	0,41
	0,38	0,49	0,62	0,77
4	0,037	0,048	0,061	0,078
	0,055	0,073	0,097	0,13
5	0,004	0,005	0,007	0,009
	0,004	0,006	0,009	0,012

Tabelle C1: Zustandsdichte im Kern ^{12}C ; die Zahlentupel gelten für die Intervallgrenzen $a=A/10$ MeV (oben) bzw. $a=A/8,7$ MeV (unten).

Anhang D: Legendre-Koeffizienten

LEGENDRE-KOEFFIZIENTEN P₁

EP/MEV	AO/mb	A1	A2	A3	A4	A5	A6
4.490	3.29400 -- 0.89980	-0.86020 -- 0.08337	-0.52737 -- 0.11041	-0.35409 -- 0.13176	-0.94406 -- 0.14494	-0.08799 -- 0.14559	0.14420 -- 0.12353
4.590	4.15900 -- 0.12980	0.85110 -- 0.08193	-0.30402 -- 0.11100	-1.27515 -- 0.12482	-0.127515 -- 0.11936	-0.89940 -- 0.11720	0.00000 -- 0.00000
4.690	4.98700 -- 0.19800	-0.71063 -- 0.11470	-0.14612 -- 0.15956	-0.95601 -- 0.17953	-1.76241 -- 0.19250	0.22442 -- 0.17654	0.12717 -- 0.15161
4.790	4.95100 -- 0.14900	-0.75305 -- 0.08021	0.85565 -- 0.89952	-0.42133 -- 0.11734	-2.49134 -- 0.13120	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
4.840	5.20000 -- 0.15600	-0.27352 -- 0.03120	0.68000 -- 0.83648	-0.54444 -- 0.84784	-2.98940 -- 0.88772	0.00000 -- 0.86136	0.00000 -- 0.00000
4.890	5.04700 -- 0.17600	-0.17073 -- 0.03604	0.67416 -- 0.84970	-0.49016 -- 0.86198	-3.43453 -- 0.87601	0.00000 -- 0.88800	0.00000 -- 0.00000
4.940	7.30700 -- 0.22800	-0.16009 -- 0.05842	1.00073 -- 0.86984	-0.81749 -- 0.10773	-4.39742 -- 0.10773	0.45901 -- 0.13501	0.26702 -- 0.13201
4.990	8.01600 -- 0.26500	0.16039 -- 0.05025	1.32328 -- 0.86700	-0.46113 -- 0.88720	-5.29720 -- 0.18403	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.040	10.22000 -- 0.30700	0.12010 -- 0.17987	2.16971 -- 0.20542	-0.77365 -- 0.26478	-6.70897 -- 0.31784	0.00847 -- 0.40802	-0.18095 -- 0.40569
5.100	11.07000 -- 0.30700	0.10755 -- 0.20179	2.41436 -- 0.25521	-0.43086 -- 0.32643	-7.74755 -- 0.30815	0.22672 -- 0.39646	-0.45700 -- 0.49004
5.140	10.30000 -- 0.31200	-0.90825 -- 0.07246	3.15947 -- 0.07641	-0.31244 -- 0.10276	-6.93176 -- 0.11522	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.230	7.26700 -- 0.21600	-1.40471 -- 0.08491	2.68000 -- 0.07485	-0.44329 -- 0.09011	-4.51717 -- 0.10755	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.300	5.96100 -- 0.10300	-1.64702 -- 0.10678	2.79452 -- 0.10070	-0.23963 -- 0.10506	-3.63601 -- 0.10241	-0.02504 -- 0.20327	0.10900 -- 0.20004
5.400	4.79700 -- 0.14400	-1.05164 -- 0.03454	3.02787 -- 0.03590	-0.34050 -- 0.04693	-2.42400 -- 0.05700	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.500	3.70900 -- 0.11200	-2.01399 -- 0.07640	2.01350 -- 0.00000	-0.61050 -- 0.10126	-1.31299 -- 0.12240	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.600	3.15000 -- 0.09500	-1.77305 -- 0.05937	2.31935 -- 0.06537	-0.70192 -- 0.08842	-0.80477 -- 0.10295	-0.09495 -- 0.11245	-0.12222 -- 0.12032
5.700	3.20200 -- 0.09900	-1.59070 -- 0.02100	1.02775 -- 0.02363	-0.64707 -- 0.03151	-1.01004 -- 0.03709	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
5.800	3.04500 -- 0.11600	-1.18574 -- 0.05729	1.53954 -- 0.06114	-0.59175 -- 0.07844	-1.33804 -- 0.09651	-0.10204 -- 0.10204	0.00000 -- 0.00000
5.900	4.00700 -- 0.14000	-1.11163 -- 0.03213	1.32119 -- 0.03726	-0.59089 -- 0.04936	-1.48967 -- 0.06101	-0.09700 -- 0.06753	0.00000 -- 0.00000
6.000	5.75900 -- 0.17900	-1.00520 -- 0.06053	1.61310 -- 0.07607	-1.30810 -- 0.10360	-1.60161 -- 0.11541	-0.22505 -- 0.13200	-0.11004 -- 0.14004
6.700	5.10900 -- 0.15300	-1.07730 -- 0.10110	-2.22000 -- 0.13630	0.00000 -- 0.14700	0.37000 -- 0.16670	-0.15400 -- 0.13010	0.00000 -- 0.00000
6.800	4.92600 -- 0.14900	-1.33050 -- 0.07270	-1.73200 -- 0.10500	0.50720 -- 0.11290	-0.10900 -- 0.11800	0.10000 -- 0.11600	0.12010 -- 0.09310
6.900	5.04010 -- 0.15200	-1.96490 -- 0.08790	-1.69400 -- 0.12130	0.35500 -- 0.12920	-0.36000 -- 0.14630	-0.23560 -- 0.13560	0.00000 -- 0.00000
7.000	5.09200 -- 0.15200	-2.06149 -- 0.03941	-1.10300 -- 0.05941	0.32404 -- 0.06163	-0.74820 -- 0.06010	-0.13093 -- 0.06163	0.07275 -- 0.07174
7.100	5.20500 -- 0.15700	-3.07920 -- 0.06030	-0.20159 -- 0.08036	0.49239 -- 0.09577	-0.77067 -- 0.09941	-0.07027 -- 0.09161	0.10842 -- 0.09690
7.200	5.13700 -- 0.15900	-2.68614 -- 0.03134	0.00007 -- 0.04181	0.56969 -- 0.04675	-0.04066 -- 0.06421	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000
7.300	5.06000 -- 0.15200	-2.21077 -- 0.06635	0.18042 -- 0.07055	0.93697 -- 0.08070	-0.73102 -- 0.10309	0.09003 -- 0.10309	0.00000 -- 0.00000
7.400	5.05600 -- 0.15200	-1.66696 -- 0.03469	0.61329 -- 0.03994	0.59944 -- 0.04955	-0.64739 -- 0.05562	0.00000 -- 0.00000	0.00000 -- 0.00000

0.950	6.26700 +- 0.18600	-1.28953 +- 0.03194	1.07571 +- 0.03608	-1.70929 +- 0.03327	-1.68708 +- 0.06020	-0.02944 +- 0.06894	0.13101 +- 0.07278
0.100	6.65900 +- 0.20000	-1.47897 +- 0.03329	1.79127 +- 0.03929	-1.82523 +- 0.03327	-1.62513 +- 0.03668	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.150	5.78900 +- 0.17400	-1.29037 +- 0.06484	1.07649 +- 0.07236	-1.49129 +- 0.09436	-1.37605 +- 0.10594	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.200	5.45500 +- 0.21900	-1.18046 +- 0.05891	1.20229 +- 0.06718	-1.29229 +- 0.06673	-1.14064 +- 0.09074	-0.12110 +- 0.11074	0.00000 +- 0.00000
0.250	5.39500 +- 0.14100	-1.29544 +- 0.15100	1.00563 +- 0.22659	-1.37042 +- 0.25518	-1.15669 +- 0.20100	-0.07453 +- 0.27407	-0.22021 +- 0.24000
0.300	5.12800 +- 0.15400	-1.27072 +- 0.19897	0.89022 +- 0.29742	-0.43127 +- 0.31230	-0.21999 +- 0.34306	-0.27509 +- 0.31742	0.42152 +- 0.30914
0.400	5.24600 +- 0.15900	-0.67290 +- 0.03310	-0.48408 +- 0.05170	-0.12490 +- 0.05200	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.500	5.08450 +- 0.13500	-0.93240 +- 0.13500	-0.66390 +- 0.16520	0.32720 +- 0.17540	0.19740 +- 0.16610	-0.24670 +- 0.16490	-0.15300 +- 0.14090
0.600	4.91550 +- 0.14000	-0.79900 +- 0.04550	-0.86900 +- 0.06000	0.23170 +- 0.07970	0.19130 +- 0.07460	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000

LEGENDRE-KOEFFIZIENTEN P2

EP/MEV	N0/m0	A1	A2	A3	A4	A5	A6
9.000	2.04420 +- 0.10000	0.74541 +- 0.04437	0.13600 +- 0.04636	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
9.700	2.01900 +- 0.10000	0.70812 +- 0.04903	0.16717 +- 0.07668	0.10000 +- 0.07593	0.00429 +- 0.04200	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
9.800	2.07400 +- 0.09400	0.00035 +- 0.06490	-0.11204 +- 0.00600	-0.05420 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
9.900	2.43700 +- 0.08000	0.00340 +- 0.00010	-0.47595 +- 0.13793	-0.23050 +- 0.15200	-0.14622 +- 0.12916	-0.12575 +- 0.06726	0.00000 +- 0.00000
0.000	2.09700 +- 0.11000	0.40119 +- 0.00817	-0.77071 +- 0.13500	-0.04007 +- 0.10311	-0.42441 +- 0.12573	-0.25370 +- 0.00692	0.00000 +- 0.00000
0.050	3.20700 +- 0.11300	1.00700 +- 0.10030	-0.00330 +- 0.16292	0.33032 +- 0.17799	0.33000 +- 0.15400	0.11257 +- 0.07003	0.00000 +- 0.00000
0.100	3.56000 +- 0.12500	0.97005 +- 0.05673	-0.40302 +- 0.04960	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.150	3.34800 +- 0.11000	0.84336 +- 0.00136	-0.54505 +- 0.11404	-0.13626 +- 0.11910	-0.12207 +- 0.07366	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.200	3.20300 +- 0.11300	0.77769 +- 0.02962	-0.52465 +- 0.03076	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.250	3.39300 +- 0.11900	0.00093 +- 0.06413	-0.57613 +- 0.00924	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.300	3.09300 +- 0.13000	0.00190 +- 0.21101	-1.47055 +- 0.27100	-0.64250 +- 0.30000	-0.67360 +- 0.29064	-0.27002 +- 0.25112	0.00000 +- 0.00000
0.400	4.17000 +- 0.14000	0.02100 +- 0.04420	-1.44690 +- 0.07710	0.11010 +- 0.06420	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.500	4.46210 +- 0.15000	0.79340 +- 0.05420	-1.46770 +- 0.10520	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.600	4.60950 +- 0.15700	0.72110 +- 0.04210	-1.56000 +- 0.06740	0.32020 +- 0.05840	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.700	4.04340 +- 0.17000	0.31940 +- 0.00030	-3.00320 +- 0.10020	-0.00160 +- 0.12060	0.15530 +- 0.15100	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.800	5.39560 +- 0.19000	-0.40700 +- 0.05170	-2.70240 +- 0.07030	0.00000 +- 0.10300	-0.32410 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
0.900	6.01930 +- 0.24200	-0.03010 +- 0.00000	-1.95000 +- 0.00520	1.03000 +- 0.02230	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
7.000	7.32000 +- 0.25000	-1.39010 +- 0.10000	-2.21012 +- 0.16635	2.00054 +- 0.14435	-0.20752 +- 0.17140	-0.25135 +- 0.17074	-0.17441 +- 0.16200
7.100	6.46000 +- 0.22000	-0.67000 +- 0.03364	-0.55763 +- 0.04722	2.07070 +- 0.05693	-0.32210 +- 0.09091	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
7.200	5.00500 +- 0.17500	-1.00200 +- 0.03453	0.14915 +- 0.04304	0.00510 +- 0.09055	0.24074 +- 0.05056	-0.10611 +- 0.05100	0.00000 +- 0.00000
7.300	4.30200 +- 0.15100	-1.30093 +- 0.04646	-0.00000 +- 0.07270	0.25041 +- 0.07315	-0.15315 +- 0.07571	-0.20039 +- 0.07571	-0.11700 +- 0.08475
7.400	5.25300 +- 0.10400	-1.00990 +- 0.02037	-0.62931 +- 0.04045	0.22325 +- 0.05306	-0.49700 +- 0.04720	0.03320 +- 0.05360	0.21004 +- 0.06146

LEGENDRE-KOEFFIZIENTEN P3

EP/MEV	NO/mb	A1	A2	A3	A4	A5	A6
6.590	1.71840 +- 0.00800	-0.10160 +- 0.00650	-0.06320 +- 0.00650	-0.24270 +- 0.00240	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.490	2.31720 +- 0.00920	-0.21410 +- 0.00940	-0.05650 +- 0.11480	-0.23190 +- 0.00920	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.590	2.43220 +- 0.00800	-0.10120 +- 0.07650	-0.71150 +- 0.10420	-0.10390 +- 0.11260	-0.14050 +- 0.00360	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.690	2.75590 +- 0.11500	-0.03670 +- 0.00630	-0.34410 +- 0.06440	0.05160 +- 0.07440	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.790	2.71020 +- 0.10900	-0.00740 +- 0.05320	-0.89780 +- 0.07730	-0.12140 +- 0.09120	0.00000 +- 0.00230	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.890	2.71430 +- 0.10900	-0.08440 +- 0.04090	-0.19930 +- 0.06260	-0.31690 +- 0.04130	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
6.990	3.45480 +- 0.13900	0.04440 +- 0.04110	0.90180 +- 0.05610	0.02470 +- 0.06350	0.22720 +- 0.05700	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
7.090	3.04600 +- 0.15400	0.03392 +- 0.04364	1.10640 +- 0.06346	0.14530 +- 0.08231	-0.20490 +- 0.07423	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
7.190	4.42800 +- 0.10800	0.97015 +- 0.10840	1.72860 +- 0.15675	0.20623 +- 0.19173	-0.01320 +- 0.18465	0.10500 +- 0.15675	0.25513 +- 0.11200
7.290	3.09000 +- 0.16000	1.60240 +- 0.06002	1.21961 +- 0.10332	-0.12243 +- 0.11463	0.11260 +- 0.11560	0.09901 +- 0.10500	0.24915 +- 0.06650
7.390	3.14700 +- 0.12600	0.79080 +- 0.03776	0.51454 +- 0.06137	-0.24767 +- 0.06300	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000
7.490	2.91900 +- 0.12800	0.23239 +- 0.02131	0.22243 +- 0.02277	-0.00403 +- 0.03766	0.11320 +- 0.03640	0.00000 +- 0.00000	0.00000 +- 0.00000

LEGENDRE-KOEFFIZIENTEN ALPHA8

EO/MEV	AO/mb	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	A8
4.400	-7.43277	2.19912	3.29713	-0.11174	-0.13549	-0.13549	-0.13549	0.23142	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
4.500	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
4.600	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
4.700	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
4.800	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
4.900	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.000	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.100	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.200	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.300	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.400	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.500	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.600	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.700	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.800	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
5.900	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980
6.000	-7.43277	2.12802	3.26694	-0.15664	-0.15664	-0.15664	-0.15664	0.23080	0.23080
--	-0.82223	--	0.31797	--	0.03172	--	0.03172	--	0.22980

CP/MEV	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	A8
5.430	0.47803 -- 0.87370	0.03079 -- 0.80929	0.03783 -- 0.81159	-0.10715 -- 0.81446	0.00794 -- 0.81695	0.02758 -- 0.81628	0.02244 -- 0.81331	0.00000 -- 0.80000
6.000	0.52190 -- 0.82803	0.02829 -- 0.80901	-0.07497 -- 0.81131	-0.27500 -- 0.81446	0.02754 -- 0.81695	0.02232 -- 0.81628	0.03768 -- 0.81262	0.00000 -- 0.80000
6.950	0.52070 -- 0.82100	0.02602 -- 0.82383	-0.12784 -- 0.82680	-0.31257 -- 0.81613	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.120	0.57108 -- 0.80220	0.07504 -- 0.81251	-0.17095 -- 0.81667	-0.33366 -- 0.82107	0.03080 -- 0.81754	-0.04157 -- 0.81366	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.150	0.50210 -- 0.80899	0.03969 -- 0.80960	-0.02400 -- 0.80933	-0.26161 -- 0.81673	-0.06084 -- 0.81754	0.03547 -- 0.81366	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.280	0.52310 -- 0.82130	0.01673 -- 0.80865	-0.10955 -- 0.81094	-0.22698 -- 0.81367	-0.05154 -- 0.81711	0.02901 -- 0.81647	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.290	0.52540 -- 0.82100	0.01040 -- 0.80831	-0.04527 -- 0.81344	-0.05154 -- 0.81677	-0.05154 -- 0.81711	0.02901 -- 0.81647	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.390	0.53703 -- 0.82230	0.02069 -- 0.80834	-0.10374 -- 0.81347	-0.19455 -- 0.82613	-0.20053 -- 0.82663	-0.04194 -- 0.82754	0.00775 -- 0.82019	0.00000 -- 0.80000
6.490	0.54020 -- 0.82400	0.02040 -- 0.81520	-0.12440 -- 0.82600	-0.18990 -- 0.83665	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.590	0.54720 -- 0.82200	0.01360 -- 0.81020	-0.13620 -- 0.81020	-0.18790 -- 0.81020	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.690	0.54470 -- 0.82200	0.01470 -- 0.80900	-0.14740 -- 0.81392	-0.18990 -- 0.81392	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.790	0.54780 -- 0.82200	0.00650 -- 0.80900	-0.10650 -- 0.80900	-0.18990 -- 0.81392	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.890	0.50910 -- 0.82503	0.01550 -- 0.80970	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
6.990	0.50850 -- 0.82400	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
7.090	0.50430 -- 0.82300	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
7.190	0.50430 -- 0.82300	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
7.290	0.50430 -- 0.82300	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
7.390	0.50430 -- 0.82300	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000
7.490	0.50430 -- 0.82300	0.01550 -- 0.80900	-0.10550 -- 0.81370	-0.18990 -- 0.81370	-0.10538 -- 0.80660	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000	0.00000 -- 0.80000

Literatur

- AJS75 F. Ajzenberg-Selove et al., Phys.Rev. C12 (1975) 1868
- AJZ75 F. Ajzenberg-Selove, Nucl.Phys. A248 (1975) 1
- ALL64 R.G. Allas et al., Nucl.Phys. 58 (1964) 122
- ANT70 P. Antoni-Spies et al., Phys.Lett. 31B (1970) 632
- BAI55 J.K. Bair et al., Phys.Rev. 100 (1955) 21
- BAI64 J.K. Bair et al., Nucl.Phys. 53 (1964) 209
- BAL74 D.P. Balamuth et al., Phys.Rev. C10 (1974) 975
- BAR72 C. Bardin et al., Comp.Phys.Comm. 3 (1972) 73
- BAR74 A.R. Barnett et al., Comp.Phys.Comm. 8 (1974) 377
- BER76 F. Bertrand, Ann.Rev.Nucl.Sci. 26 (1976) 457
- BEV69 P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for
the Physical Sciences, McGraw Hill, New York, 1969
- BIE53 L.C. Biedenharn et al., Rev.Mod.Phys. 25 (1953) 729
- BLA52 J.M. Blatt et al., Rev.Mod.Phys. 24 (1952) 258
- BLA74 E. Blanke, Diplomarbeit, Bochum 1974
- BLI63 H.R. Blieden, Gatlinburg Conference on Compound Nuclear
States, Oct. 1963
- BOH70 W. Bohne et al., Phys.Rev. C2 (1970) 2072
- BÖR75 F. Borchers, Diplomarbeit, Bochum 1975
- BÖR77 F. Borchers et al., Verhandl.DPG (VI) 12 (1977) 819
- BRE36 G. Breit et al., Phys.Rev. 49 (1936) 510
- BUC76 W. Buck, Dissertation, Tübingen 1976
- BUC77 W. Buck et al., Nucl.Phys. A281 (1977) 469
- BUE77 M. Buenerd et al., Nucl.Phys. A286 (1977) 377
- CHA73 Y. Chanut, Dissertation, Algier 1973
- DEH77 J.S. Dehesa et al., Phys.Rev. C15 (1977) 1858
- DEJ78 H. de Jong et al., Verhandl.DPG (VI) 13 (1978) 812
- EPS69 M. Epstein et al., Phys.Rev. 178 (1969) 1698

- FES60 H. Feshbach, in_Nucl.Spectroscopy B (1960) 625,
ed. F. Ajzenberg-Selove
- FUC74 H. Fuchs et al., Nucl.Phys. A234 (1974) 61
- GER75 H.V. Geramb et al., Z.Physik A275 (1975) 373
- GIL64 V. Gillet et al., Nucl.Phys. 54 (1964) 321
- HUB54 R. Huby, Proc.Phys.Soc. 67 (1954) 1103
- HUI69 J.R. Huizenga et al., Phys.Rev. 182 (1969) 1149
- KNÖ76 K.T. Knöpfle et al., Phys.Lett. 64B (1976) 457
- LAN58 A.M. Lane et al., Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 257
- LAN72 A. Lange, Nucl.Instr.Meth. 18 (1972) 605
- LEG61 G.F. Legge et al., Nucl.Phys. 26 (1961) 616
- MUS79 K. Muskalla, Diplomarbeit, Bochum 1979
- NOC76 U. Nocken, Dissertation, Bochum 1976
- NOR71 J.L. Norton et al., Nucl.Phys. A165 (1971) 33
- OVE65 J.C. Overley et al., Nucl.Phys. 65 (1965) 156
- PAR74 L.J. Parish et al., Phys.Rev. C9 (1974) 876
- PRO68 G.A. Proca et al., Nucl.Phys. A109 (1968) 177
- QUA73 U. Quast et al., Nucl.Instr.Meth. 109 (1973) 407
- REY71 G.M. Reynolds et al., Phys.Rev. C3 (1971) 442
- RIC74 A. Richter, Nucl.Spectroscopy B (1974) 343, ed. J. Cerny
- RIE78 H. Riedesel et al., Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 377
- RIH77 Y. Rihet et al., Journ.Phys. 38 (1977) 17
- SAL69 E. Salzborn, Dissertation, Erlangen 1969
- SEG65 R.F. Segel et al., Phys.Rev. 139B (1965) 818
- SYM63 G.D. Symons et al., Nucl.Phys. 46 (1963) 93
- TAM77 R. Tamagaki et al., Suppl. of the Progr. of Theor.Phys.
61 (1977) 229
- THO72 W.B. Thompson, Dissertation, Yale University 1972
- TOR70 Y. Torizuka et al., Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 874

- VIN62 N. Vin Mau et al., Nucl.Phys. 29 (1962) 89
- WAG78 G.J. Wagner, Bericht MPI H-1978-V17, Max-Planck Inst.
Heidelberg 1978
- WIL66 D.H. Wilkinson, "Angular Correlation Computations
using the Racah Coefficient Methods", Cambridge Lecture
Notes, Brookhaven 1966
- YAM71 A. Yamaguchi et al., Phys.Rev. C3 (1971) 1750
- YOU75 D.H. Youngblood, Proc.Int.Symp. on Highly Excited
States in Nuclei, Jülich 1975, Vol.2, S. 51

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Kamke, der mir die Möglichkeit gegeben hat, an seinem Lehrstuhl diese Arbeit anzufertigen, für sein Interesse und förderndes Verständnis.

Desgleichen bedanke ich mich bei Herrn Dr. J. Krug für viele fruchtbare und kritische Diskussionen.

Herrn Dr. E. Kuhlmann danke ich für Anregungen und Hilfen besonders auf dem Gebiet der Riesenresonanzen und Herrn Dr. T. Sauerland für seine Unterstützung bei der Klärung theoretischer Probleme auf dem Gebiet der R-Matrix Theorie.

Allen übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Kernphysik bin ich wegen ihrer experimentellen Hilfen bei den Messungen und mancher klärender Diskussion verpflichtet.

Frau I. Kamphausen danke ich für ihre Unterstützung bei der Herstellung der Targets.

Schließlich wäre die äußere Form dieser Arbeit nicht denkbar ohne die sorgfältige Hilfe von Frau D. Hake und Frau D. Runzer bei der Erstellung der Figuren.

Lebenslauf

Ich bin am 4. August 1946 in Hohenhausen, Kreis Lemgo geboren, besuchte dort von 1953 bis 1957 die Volksschule und im Anschluß daran bis 1961 die Realschule. Seit 1961 am Engelbert-Kämpfer-Gymnasium in Lemgo, schloß ich 1966 meine Schulausbildung mit dem Abitur ab.

Nach einer zweijährigen Dienstzeit bei der Bundeswehr begann ich im SS 1968 mein Physikstudium an der Technischen Universität Braunschweig, an der ich auch 1970 das Vordiplom ablegte. Nach der Vorprüfung wechselte ich an die Ruhr-Universität Bochum, begann dort 1973 am Institut für Experimentalphysik I mit meiner Diplomarbeit zum Thema "Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{11}B im Energiebereich von 3 bis 8 MeV" und schloß mein Studium am 24.6.1975 mit der Diplomprüfung ab.

Anschließend arbeitete ich am gleichen Institut bei Prof. Dr. D. Kamke zunächst als wissenschaftliche Hilfskraft (1.7.75 - 29.2.76), dann als Verwalter der Stelle eines wissenschaftlichen Assistenten (1.3.76-5.3.78) und bin seit dem 6.3.1978 wissenschaftlicher Assistent. Während dieser Zeit habe ich die Arbeiten zu der hier vorliegenden Dissertation durchgeführt.

Seit November 1970 bin ich verheiratet und habe seit Januar 1976 ein Kind.

